

ORSAY
Série A
N° d'ordre:
1016

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Fabrizio ALVAREZ de TOLEDO

Sujet de la Thèse

ABSORPTION PAR COLLISIONS ION-ION DE L'ONDE
MAGNETOACOUSTIQUE DANS UN PLASMA DE DEUX
ESPECES IONIQUES

Soutenue le 15 Novembre 1972 devant la Commission d'examen

MM. J.L. DELCROIX

Président

D. QUEMADA

F. PREVOT

J. ADAM

} Examineurs

ORSAY
Série A
N° d'ordre:
1016

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ES-SCIENCES

PAR

Fabrizio ALVAREZ de TOLEDO

Sujet de la Thèse

ABSORPTION PAR COLLISIONS ION-ION DE L'ONDE
MAGNETOACOUSTIQUE DANS UN PLASMA DE DEUX
ESPECES IONIQUES

Soutenue le 15 Novembre 1972 devant la Commission d'examen

MM. J.L. DELCROIX

Président

D. QUEMADA

F. PREVOT

J. ADAM

}

Examineurs



REMERCIEMENTS

Je remercie très vivement Monsieur le Professeur J.L. Delcroix qui a bien voulu diriger cette thèse et Monsieur le Professeur D. Quemada pour l'honneur qu'il m'a fait en acceptant de la juger.

Ce travail a été effectué au Service de Confinement des Plasmas du Commissariat à l'Energie Atomique, dans le cadre de l'association EURATOM-CEA. Je tiens à remercier Monsieur F. Prévot, Chef du Service, pour l'encouragement et l'intérêt constants qu'il a apporté à ce travail. Monsieur J. Adam, du même service, a été à l'origine de ce sujet de thèse, a suivi et guidé cette étude tout au long de son déroulement et sa collaboration amicale et fructueuse a été pour moi essentielle.

Monsieur le Professeur W.P. Allis a bien voulu apporter de nombreux conseils et éclaircissements en particulier en ce qui concerne la partie théorique de ce travail et je le remercie très cordialement. Je tiens également à remercier Messieurs P.H. Rebut et A. Samain pour les nombreuses et fructueuses discussions que j'ai eues avec eux, et Monsieur D. Feltin, qui a participé directement aux expériences jusqu'à leur phase conclusive.

Je ne saurais oublier les membres de la dynamique équipe technique qui m'a apporté le concours indispensable à la réalisation des expériences, et en particulier, Messieurs G. Jeffroy, E. Rijnoudt et M. Boulastin, techniciens.

est inférieure à l'épaisseur radiale du plasma : quand $k_s^2 \sim k_{||}^2$ au centre du plasma, la puissance est d'autant plus grande que la densité n et le champ électrique E sont élevées, et que la température T est faible.

Dans STATOR-B, un plasma isotherme à 100 ev composé de $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ d'hydrogène et $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ de Deuterium, avec $k_s^2 = k_{||}^2$ à $r = 4 \text{ cm}$, subirait un échauffement moyen de $0.5 \text{ ev}/\mu\text{sec}$, supposant un niveau de champ électrique de $\sim 100 \text{ v/cm}$. Ces niveaux ne peuvent être obtenus que par l'excitation d'un mode propre de la colonne de plasma, en bénéficiant ainsi d'une amplification considérable (~ 10) du champ électrique dans le plasma par rapport à sa valeur à vide. Il serait donc nécessaire de faire coïncider les conditions optimales d'absorption $n_H = n_D \gg 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $k_s^2 = k_{||}^2$ avec les conditions d'excitation de l'onde rapide.

L'équation d'onde obtenue précédemment /1/, /4/ a été adaptée à un plasma inhomogène de deux espèces ioniques et intégrée numériquement dans la configuration cylindrique tangente à celle de STATOR-B. On a ainsi obtenu les tracés des conditions théoriques d'excitation des modes basse fréquence dans ces plasmas. On a pu ainsi établir que dans STATOR-B, il est théoriquement possible d'exciter un mode rapide pour $k_s^2 = k_{||}^2$ au centre d'un plasma d'Hydrogène et de Deuterium de densité moyenne $\sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

Les performances de STATOR-B permettent en effet de mettre en évidence ce phénomène. D'une part, les conditions de température et de densité nécessaires pour mettre en évidence l'amortissement cyclotronique ne peuvent pas être remplies. D'autre part, les températures requises pour que le pompage magnétique sur les électrons soit appréciable, ne sont pas atteintes. Finalement, les inhomogénéités propres à cette configuration suppriment pratiquement l'effet d'absorption dans les couches singulières, en raison de la distance radiale entre résonnances et coupures, très inférieure à la longueur d'onde du mode propre de la configuration.

Dispositif expérimental

STATOR-B est un dispositif toroïdal à conducteur central suspendu :

- Petit diamètre $\phi = 21 \text{ cm}$, - Grand diamètre moyen $\phi = 130 \text{ cm}$
- Champ poloidal = Champ toroïdal à $r = 4 \text{ cm}$,
- Niveau de champ maximum 11 Kgauss à $r = 4 \text{ cm}$) /3/.

Le gaz est ionisé et chauffé par le courant produit par la montée des champs de confinement ($300 \mu\text{sec}$). Après la phase d'ionisation ($50 \mu\text{sec}$) la densité croît jusqu'au maximum du champ toroïdal, pour décroître ensuite en $450 \mu\text{sec}$ environ. La densité moyenne peut être variée entre $2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ et $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ environ. Dans les conditions usuelles la température électronique de résistivité est de l'ordre de 20 ev au maximum de

champ. L'enroulement hélicoïdal destiné à l'excitation des ondes à une périodicité toroïdale $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ et poloïdale $m = 2$. La fréquence de l'oscillateur (2 Mwatt) peut être ajustée entre 5 et 12 Mhz. Trois lignes de sondes magnétiques permettent de mesurer la distribution radiale des composantes du champ électromagnétique dans le plan médian de la bobine, à 60 cm et à 144 cm de ce dernier.

Propagation de l'onde rapide

La densité et le champ magnétique varient pendant la décharge. Une amplification importante du champ électromagnétique en dehors de la bobine d'excitation est observée lorsque les paramètres expérimentaux correspondent aux conditions d'excitation d'un mode propre de la colonne de plasma.

On a pu donc comparer pour un plasma formé de 50% H₂ et 50 % D₂ les valeurs de la densité et du champ magnétique mesurées au temps où la propagation apparaît, avec les conditions théoriques d'excitation. Compte-tenu des incertitudes expérimentales l'accord observé peut être considéré comme satisfaisant.

Conformément aux calculs, il est donc possible d'exciter l'onde rapide dans les conditions appropriées au chauffage collisionnel.

Amortissement de l'onde rapide

La valeur faible du temps de confinement de l'énergie ($< 100 \mu\text{sec}$) ne permet pas d'obtenir un échauffement important du plasma. L'absorption peut cependant être mise en évidence par la mesure de l'atténuation de l'onde en fonction de la distance à partir de l'antenne émettrice, et de la puissance débitée par l'oscillateur. La composante imaginaire du vecteur de propagation axiale est donnée par :

$$k_i = \frac{2\pi\omega}{\pi R^2 k} \int r dr C \frac{\omega_{pH}^2 \omega_{pD}^2}{\omega_{cH} \omega_{cD}} \left[\frac{\omega (\omega_{cH} - \omega_{cD})}{(\omega - \omega_{cH})(\omega - \omega_{cD})} \right]^2 \frac{|E|^2}{|E|^2}$$

où ω_{pi} et ω_{ci} ont les valeurs correspondant aux conditions de propagation. $C \propto T_i^{-3/2}$ est un coefficient proportionnel au taux de collision ion-ion et πR^2 est la section à travers laquelle l'énergie est transportée. En utilisant la courbe de propagation obtenue précédemment cette expression a été intégrée dans la configuration de STATOR-B : l'atténuation maximale est obtenue pour $\omega = 0.67 \omega_{cH}$ au centre du plasma,

$$\lambda_i(0.67) = 66 \cdot 10^{-2} T_i^{+3/2} (\text{cm})$$

avec T_i en eV.

Pour $T_i = 20 \text{ ev}$, la longueur d'atténuation est de 60 cm.

On a pu donc comparer la courbe théorique d'atténuation à 20 ev avec les valeurs de la longueur d'atténuation expérimentale obtenues à partir du rapport

des amplitudes de l'onde mesurées à 60 cm et 144 cm du plan médian de la bobine émettrice. Compte-tenu des incertitudes expérimentales, l'accord observé peut être considéré comme satisfaisant.

. Absorption de puissance

La puissance absorbée par le plasma a été mesurée au cours de ces expériences. Pour des valeurs de ω/ω_{ceH} voisines de 0.8 la puissance absorbée atteint jusqu'à 3 fois $[4.5 \text{ Kwatt}/(\text{kilovolt})^2]$, le niveau observé dans les conditions où l'absorption n'est pas prévue par la théorie. Compte-tenu de la variation du couplage en fonction des conditions expérimentales, le niveau d'absorption observé est consistant avec les valeurs prévues par la théorie à $T_i = 20 \text{ ev}$.

. Conclusions

L'absorption par collisions ion-ion de l'onde hydromagnétique rapide se propageant dans un plasma inhomogène axisymétrique composé de 50% d'Hydrogène et 50% de Deuterium a été étudiée dans STATOR-B, dispositif toroïdal à conducteur central.

En accord avec la théorie, il a été démontré qu'un mode propre de la colonne de plasma peut être excité dans les conditions appropriées à l'absorption collisionnelle entre les deux espèces ioniques. L'atténuation de l'onde en dehors de la bobine d'excitation et la puissance absorbée par le plasma ont été mesurées. L'accord entre les prévisions du modèle théorique et les valeurs mesurées permet de conclure à l'existence physique du phénomène considéré.

REFERENCES

- / 1 / J. ADAM et coll., Plasma physics, 11, 1969, p.297
- / 2 / J. ADAM et coll., Note interne DPh-PFC n°1073, 1972
- / 3 / J. ADAM et coll., Rapports EUR-CEA-FC 470, 1967, p.119
EUR-CEA-FC 518, 1969, p.115
- / 4 / P.H. REBUT, Rapport CLM-R 42, 1964.
- / 5 / T.H. STIX, The theory of plasma Waves, Mc Graw-Hill
New-York, 1962.



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41547107_0015

PREMIERE PARTIE

STATOR-B : Technologie et Plasmas expérimentaux

TABLE DES MATIERES

1. LA TECHNOLOGIE DE STATOR-B

1.1. Description de la machine

- 1.1.1. Enceinte - Vide - Introduction du gaz
- 1.1.2. Production des champs magnétiques
- 1.1.3. Dispositif d'excitation des ondes électromagnétiques

1.2. Diagnostics

- 1.1.1. Sondes magnétiques
- 1.1.2. Sondes électriques
- 1.1.3. Monochromateur
- 1.1.4. Interferomètre micro-onde
- 1.1.5. Cage de Faraday - Chemins de câble.

2. LE PLASMA DE STATOR-B

2.1. Production du Plasma

- 2.1.1. Injection du gaz
- 2.1.2. Amorçage

2.2. Caractéristiques du plasma

- 2.2.1. Courant Ohmique
- 2.2.2. Densité du plasma et recyclage
- 2.2.3. Profil radial de densité
- 2.2.4. Température électronique

2.3. Contrôle des conditions expérimentales

- 2.3.1. Eléments phénoménologiques
- 2.3.2. Eléments opérationnels.

STATOR-B : TECHNOLOGIE ET PLASMAS EXPERIMENTAUX

Dans cette partie nous décrivons les caractéristiques du dispositif expérimental STATOR-B en tant que source de plasma.

Nous donnerons d'abord une description de la technologie de ce dispositif et des principaux diagnostics dont il est pourvu.

On trouvera ensuite la description des caractéristiques essentielles des plasmas expérimentaux obtenus avec ce dispositif, et les éléments permettant le contrôle des conditions expérimentales.

Dans la partie décrivant les expériences de propagation et absorption des ondes électromagnétiques de basse fréquence dans STATOR-B, certains de ces points seront repris plus en détail.

1. LA TECHNOLOGIE DE STATOR-B

1. 1. Description de la Machine

La disposition générale des divers éléments de STATOR - B est représentée sur la figure 1.

1. 1. 1. Enceinte - Vide - Introduction du gaz

L'enceinte de STATOR-B est en céramique industrielle de 1,5 cm d'épaisseur. Elle est composée de quatre quarts de tore de grand rayon moyen 581 mm et de petit diamètre intérieur 215 mm séparés par quatre parties rectilignes de 307 mm de long. Ces parties rectilignes portent des queusots de pompage et d'observation de 50 mm de diamètre, deux sont horizontaux et diamétralement opposés et le troisième est vertical, tourné vers le haut. Par suite des imperfections de la réalisation les cotes réelles sont assez éloignées des cotes nominales précédentes. Divers trous de 1 cm de diamètre sont répartis sur le tour de la chambre par lesquels on peut introduire des sondes dans le plasma.

Le conducteur central est en cuivre, son diamètre est de 30 mm. Sa forme a été déterminée par un tracé à la cuve rhéographique des lignes de champ B_z . Il est formé de deux moitiés soudées au montage avant fermeture de la chambre. Il est suspendu à quatre tiges d'acier inoxydable de 4 mm de diamètre fixées dans les quatre queusots verticaux. La capacité de l'enceinte est d'environ 160 litres.

Le vide est assuré par une pompe à diffusion d'huile de 500 l/s située au centre de la machine et raccordée aux quatre queusots verticaux. Le vide limite obtenu dans la chambre est d'environ 10^{-6} torr. Une vanne pneumatique située entre la chambre et le dispositif de pompage peut être manoeuvrée depuis la baie de commande.

L'introduction du gaz dans la chambre se fait par l'intermédiaire de vannes rapides montées sur les queusots horizontaux du côté intérieur de la machine.

L'utilisation de l'ensemble ou d'une partie des vannes rapides permet d'apporter un ou plusieurs gaz différents à des temps différents juste avant le choc.

A l'expérience il est apparu que la meilleure reproductibilité des chocs est obtenue lorsqu'on ferme la vanne pneumatique et qu'on introduit le gaz deux ou trois secondes avant chaque choc.

1. 1. 2. Production des champs magnétiques

Deux enroulements servent à produire les deux champs toroïdal (B_z) et poloidal (B_θ). La bobine B_z comporte 24 spires de laiton en séries groupées par six (figure 2). Quatre résistances de $3,3 \Omega$ ont été montées en parallèle sur chaque groupe pour supprimer les oscillations de fréquence voisine de 100 kc/s liées aux capacités parasites entre enroulements et avec la masse.

La bobine B_θ est faite de 12 conducteurs de cuivre mis en parallèle deux à deux, les six ensembles ainsi formés sont alors mis en série (figure 3).

Pour fournir l'énergie on a réutilisé les anciens bancs d'EPPE. Le banc B_z comporte 147 condensateurs de $12,35 \mu F$, 18 KV, le banc B_θ en compte 98. L'ensemble a une capacité de 3mF. Le schéma du banc B_θ est reproduit sur la figure 4. Chaque colonne comprend sept groupes de sept condensateurs avec un ignitron série, un ignitron de crow-bar, et leurs résistances de charge. Les bancs auxiliaires de déclenche des ignitrons sont formés d'un condensateur de $40 \mu F$, 2,5 kV, d'un ignitron déclenché depuis la baie de commande de la machine et d'un transformateur à secondaires multiples. Le banc B_z est similaire au banc B_θ . Il comporte une colonne de plus de deux bancs auxiliaires de déclenche supplémentaires (un pour les ignitrons série, un pour les ignitrons crow-bar). Les quatre bancs de déclenche B_z ont chacun 2 condensateurs $40 \mu F$, 2,5 kV en série. Ils sont chargés sous une tension supérieure à celle des bancs de déclenche B_θ . A côté de chaque ignitron, une petite bobine dont l'axe est perpendiculaire à celui de l'ignitron correspondant permet de contrôler si une impulsion de courant parcourt l'ignitron. Chaque bobine est reliée dans la salle de commande à une bascule qui provoque l'extinction d'une lampe lorsque l'ignitron a normalement fonctionné.

Les liaisons entre conducteurs et bobine sont faites par des faisceaux de cables ayant tous la même longueur pour un banc donné.

Lorsque les ignitrons série sont déclenchés, les condensateurs se déchargent suivant une loi sinusoïdale dans les bobines B_z ou B_θ . Les ignitrons crow-bar sont déclenchés un peu après un quart de période et court-circuitent les condensateurs. Le courant s'amortit alors exponentiellement (figure 5). Le temps de montée (quart de période) du champ B_θ est de $315 \mu s$, celui du B_z est dans $275 \mu s$. Les deux champs ont pratiquement la même constante de temps d'amortissement (environ 2ms).

1. 1. 3. Dispositif d'excitation des ondes Electromagnétiques

Deux enroulements hélicoïdaux destinés à l'excitation d'ondes basse fréquence ont été disposés sur deux sections courbes de la machine. La périodicité azimuthale des deux enroulements est caractérisées par $m = 2$ et $m = 4$, la périodicité axiale moyenne par $k = 0,1$ et $0,2 \text{ cm}^{-1}$ respectivement. Les deux bobines comportent un écran électrostatique et un blindage extérieur et baignent dans l'huile (figure 6). Le blindage extérieur se prolonge sur tout le tour de la machine. Il est normalement relié à la masse, mais un dispositif de sécurité permet de l'isoler et de lui appliquer une haute tension, afin de contrôler son bon isolement par rapport aux enroulements B_θ et B_z . Un oscillateur de puissance alimente l'un ou l'autre des deux enroulements. Un schéma du circuit est donné figure 7. /1/

Le tube est une triode de puissance Thomson Houston TH 500 qui, d'après le constructeur, est capable de délivrer 5 MW à une tension de plaque de 50 kV. Il est refroidi à l'eau.

La capacité parasite grille-anode (environ 100 pF) assure le couplage de l'oscillateur. Le réglage de la fréquence (5 MHz à 12 MHz) se fait en ajustant la valeur de C_2 et celle de L_3 .

La haute tension continue est fournie par un banc de condensateurs 30 μF , 50 kV. Le départ des oscillations est déclenché par l'ignitron I_1 . Leur arrêt est obtenu en court-circuitant la haute tension par l'ignitron I_2 .

Pour déterminer la puissance délivrée, le courant et la tension sont mesurés en un point situé entre la cuve de l'oscillateur (côté amont) et la bobine HF (côté aval). Le courant est mesuré par une bobine de ROGOWSKI, la tension par un pont capacitif suivi d'un pont résistif.

La partie amont présentant une impédance capacitive, on a introduit l'inductance variable L_4 qui permet de faire résonner les deux parties en amont et en aval du point de mesure sur la même fréquence. Le courant mesuré est alors un courant actif si le réglage est correctement fait. (V et I en phase). Pour des mesures précises de la puissance délivrée à la charge, nous avons cependant enregistré simultanément le courant I , la tension V et leur somme $V + I$.

La résistance R_3 est destinée à empêcher le blocage de l'oscillateur. Pendant la charge du banc de condensateurs C_1 elle est court-circuitée pour permettre un fonctionnement correct du dispositif de réglage automatique de la tension de charge du chargeur utilisé.

1.2. Diagnostics

Un ensemble de moyens de diagnostics a été monté autour de STATOR-B. Il comprend des sondes magnétiques et électriques, un monochromateur, un interféromètre micro-onde.

1.2.1. Sondes Magnétiques

Ces sondes permettent le tracé des cartes de champs, la mesure du courant dans le plasma ainsi que l'étude des ondes électromagnétiques engendrées par l'oscillateur précédemment décrit.

Divers types de sondes magnétiques ont été utilisés. Les sondes le plus élaborées comportent 32 bobines ayant chacune 0,5 cm² de section totale et disposées tous les 2,5 mm. Les bobines sont soit toutes transversales par rapport à l'axe de la sonde et leurs axes sont orientés alternativement dans deux directions orthogonales, soit alternativement transversales et axiales. Le culot de la sonde porte 32 prises coaxiales miniaturisées. D'autres sondes plus simples ont de une à quatre bobines axiales.

Les tiges dans lesquelles sont logées les bobines sont blindées vis-à-vis du champ électrique par argenture (laque d'argent 281 L et diluant 14 - DEGUSSA) et sont gainées par un tube de quartz de 6 mm de diamètre extérieur.

La fréquence de coupure des sondes a été portée à 25 MHz après adaptation (figure 8) /2/.

1.2.2. Sondes Electriques

Les sondes électriques mises au point pour les expériences STATOR, sont des sondes doubles (ainsi le potentiel de la sonde n'est pas imposé par des conditions extérieures au plasma). Pour que les mesures ne soient pas trop perturbées par les tensions induites par la variation du champ magnétique, elles sont coaxiales. Elles ont été conçues de façon à pouvoir être fabriquées en série (des gabarits pour le montage simultané de cinq sondes ont été prévus). Une dizaine de ces sondes a été réalisée. La figure 9 en montre la constitution.

L'âme de la sonde est polarisée positivement par rapport à la seconde électrode à une tension fixe d'environ 40 volts. Le schéma du circuit utilisé est représenté sur la figure 10.

Le signal de tension apparaissant aux bornes de la résistance de charge (1 à 5 Ω) est transmis à travers un transformateur d'isolement

blindé, à un "emitter-follower" adapté en sortie sur le cable de mesure. La bande passante du circuit s'étend de 40 c/s à 3 Mc/s.

Le blindage magnétique du transformateur, bobiné sur pot de ferrite, a été particulièrement soigné : il est à l'intérieur d'une enceinte formée de trois épaisseurs de 1 cm environ d'acier doux et séparées les unes des autres. Le reste du circuit électrique est logé dans une boîte en aluminium doublée intérieurement d'une feuille de cuivre. L'ensemble de cette alimentation est à son tour logé dans une boîte de blindage reliée au chemin de câbles desservant la cage de Faraday et qui peut en recevoir plusieurs. Des dispositifs à crémaillère permettent de déplacer radialement une ou deux sondes placées côte à côte dans un queue-sot.

Deux de ces sondes ont été montées en vue d'étudier la corrélation des fluctuations sur un dispositif permettant un mouvement de rotation et un mouvement de translation suivant le schéma de la figure 11.

A une densité maximale d'environ 10^{14} cm^{-3} , l'utilisation de ces sondes est limitée au domaine des températures relativement basses (10 - 15 eV) : dans le cas de plasmas plus chauds en effet des amorçages entre les électrodes, qui sont susceptibles de détruire la sonde, n'ont pu être éliminés

1. 2. 3. Monochromateur

Un monochromateur permet de suivre dans le temps l'évolution de l'intensité d'une raie spectroscopique du plasma. Son pouvoir de résolution permet d'observer la raie H_{β} sans qu'il y ait superposition de la raie D_{β} ou réciproquement, dans le cas d'un plasma hydrogène-deutérium. La lumière observée sort de la machine par une courte tige en quartz et est concentrée sur la fente d'entrée du monochromateur à l'aide de deux lentilles ayant leur foyer situé respectivement sur l'extrémité de la tige de quartz et sur la fente d'entrée.

1. 2. 4. Interferomètre Micro-Onde

La densité électronique moyenne du plasma est suivie pendant les chocs par un interféromètre 2 mm. Le dispositif utilisé est celui de MICHELSON, (figure 12). Le faisceau issu du carcinotron est dédoublé. Le premier faisceau transmis à travers le miroir semi transparent, se réfléchit sur un bossage poli prévu à cet effet sur le conducteur central, puis est réfléchi à 90° par le miroir sur le détecteur. Ce faisceau traverse deux fois le plasma. Le second faisceau est réfléchi par le miroir sur

un piston réflecteur mobile. Il repart en sens inverse et est transmis au détecteur. Le détecteur est une diode suivie d'un "émitter-follower". Le signal recueilli est retransmis par un câble 50 Ω à la salle de mesures.

Un déplacement d'une frange correspond à une densité de $7,1 \cdot 10^{12}$ électrons par cm^3 . La densité de coupure est voisine de $2,5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

1.2.5. Cage de Faraday - Chemins de cables

Toutes les mesures sont faites à l'intérieur d'une cage de Faraday. Celle-ci sert de masse unique à toute l'expérience. Elle est elle-même reliée à la terre. L'alimentation électrique des appareils à l'intérieur de la cage est réalisée à partir du réseau par l'intermédiaire de filtres pour le déparasiter.

Deux chemins de cables relient la cage de Faraday à la machine. L'un est destiné à recevoir les mesures H.F.. Il est en tôle d'acier doux de 2 mm d'épaisseur. Le second chemin de cables est destiné à recevoir les autres mesures. Il est en tube d'acier doux de 10mm d'épaisseur.

Une série de filtres passe — bande pour les mesures H.F. et passe-bas pour les mesures en dessous de 2 M c/s ont été prévus à l'entrée des oscilloscopes dans la cage de Faraday.

Tout autour de la machine, les chemins de cables se terminent par diverses boites de blindage destinés à recevoir les divers instruments de mesure et leurs alimentations éventuellement.

2. LE PLASMA DE STATOR-B

2. 1. Production du Plasma

2. 1. 1. Injection du gaz

L'injection du gaz dans l'enceinte à vide se fait par l'intermédiaire de vannes rapides placées dans les queusots, au ras de la surface intérieure de la chambre. Le déclenchement d'une vanne produit la vidange immédiate (50 μ s) d'un volume calibré (1 cm³) de gaz à forte pression (0.1 - 0.5 atm.) dans la chambre où la pression initiale est de :
 $\sim 10^{-6}$ torr.

La bouffée de gaz se détend dans la chambre en 30 à 40 millisecondes, temps après lequel la pression dans la chambre est uniforme.

Le nombre de particules retrouvées dans la chambre est systématiquement inférieur (~ 2.5 fois) au nombre de particules contenu dans le volume calibré. On a pu conclure que le reste (60%) des particules était absorbé par les parois en céramique de l'enceinte, probablement sur une couche superficielle.

On a donc

$$P_0 V_0 / P_1 V_1 \approx 2.5$$

où P_0 et V_0 sont la pression et le volume pour la vanne rapide, P_1 et V_1 (180 litres) la pression et le volume pour l'enceinte à vide. Pour une vanne, si

$$P_0 = 76 \text{ torr} \equiv 2.7 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$$

on obtient

$$P_1 \approx 5.2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$$

soit

$$P_1 / P_0 = 1.8 \cdot 10^{-6}$$

pour une vanne, et

$$P_2 / P_0 = 3.6 \cdot 10^{-6}$$

pour deux vannes rapides.

Dans le cas de gaz différents, ceux-ci sont injectés des vannes différentes, le mélange se faisant dans la chambre.

Pour obtenir une distribution et composition uniformes du gaz autour du tore, et pour assurer que le gaz adsorbé lors de l'injection soit en équilibre avec le gaz dans la chambre, on a systématiquement introduit le gaz une dizaine de secondes avant la décharge, la vanne de pompage étant fermée pendant ce temps jusqu'à la fin de l'expérience.

2.1.2. Amorçage

L'amorçage du gaz injecté est obtenu grâce au champ électrique parallèle au champ magnétique créé par la variation temporelle et spatiale des champs magnétiques de confinement.

On établit d'abord le courant dans le conducteur central, par couplage inductif, figure 5. Ceci donne lieu à la composante poloidale B_θ du champ magnétique. Le champ électromagnétique sous la bobine R.F. est ensuite établi, donnant lieu à une faible préionisation du gaz. Avec un retard de 100 à 250 μs le champ toroidal est établi, donnant lieu dans la configuration à une composante $E_\parallel$ de champ électrique induit parallèle au champ magnétique total, qui fait amorcer le gaz.

Le profil spatial et temporel de $E_\parallel$ est fonction du décalage Δt entre les déclenchements des champs de confinement B_θ et B_z , et de leur valeur relative. La valeur absolue de $E_\parallel$, pour Δt et B_θ, B_z donnés, est proportionnelle à $B_z I_\theta$ où I_θ est le courant dans le conducteur central. La figure 13 montre $E_\parallel(r, t)$ dans le vide et en négligeant la courbure toroidale, pour des valeurs extrêmes de $\Delta t = s_z - s_\theta$ (0, 250 μs), et la figure 14 donne $E_\parallel(r, t)$ pour des valeurs intermédiaires (100 et 150 μs) de Δt .

Dans les cas de la figure 13, $E_\parallel(r)$ est très inhomogène et est maximum sur la paroi au début de la décharge. Dans les cas de la figure 14, $E_\parallel(r)$ reste plus uniforme, et sa valeur moyenne est bien plus faible (4 fois) que les valeurs maximales montrées dans la figure 13.

A niveau de champ magnétique donné, pour obtenir des forts courants dans le plasma, il est nécessaire d'afficher des retards $\Delta t \geq 200 \mu s$. Dans ce cas, le champ électrique sera toutefois fortement inhomogène. Avec $\Delta t = 100-150 \mu s$, le champ électrique est plus homogène, donnant une dissipation centrée au cœur du plasma, mais un courant plus faible.

La production du plasma par la montée des champs de confinement, quoique technologiquement simple, entraîne une relation entre les caractéristiques du plasma formé et la valeur du champ de confinement, qui est déterminée par les caractéristiques du dispositif de confinement. Il est donc pas possible, dans STATOR-B de varier indépendamment le courant dans le plasma, la densité et le champ magnétique.

2.2. Caractéristiques du plasma.

2.2. 1. Courant ohmique

Les profils des champs magnétiques B_z et B_θ sont mesurés à l'aide des lignes de sondes magnétiques après intégration électro-
nique et enregistrés à l'aide d'oscilloscopes. Pour les mesures de cou-
rant, les signaux non intégrés captés par les sondes magnétiques B_z et
 B_θ sont enregistrés. Les enregistrements photographiques sont ensuite
retracés en un format approprié pour être digitalisés avec une belino-
graphe. Les données numériques sont ensuite traitées à l'aide d'un pro-
gramme numérique qui permet d'obtenir $J_{||}$ en fonction du temps et du
rayon.

La figure 15 présente les résultats de l'élaboration numé-
rique des données d'une expérience typique à fort courant.

Pendant la ionisation ($50 \mu s$) le profil de courant est appré-
ciablement uniforme et la densité de courant relativement faible (100 A/cm^2).
La compression et l'échauffement du plasma associés à la croissance du
champ B_z entraînent ensuite une augmentation de la densité de courant au
coeur du plasma, qui se déplace vers le conducteur central. Une densité
de courant de 650 A/cm^2 est ainsi atteinte. Après le maximum de B_z
($300 \mu s$) le courant décroît rapidement. La diminution de la densité de
courant est plus rapide sur l'aile extérieure du plasma que vers le conduc-
teur central, en accord avec un apport de particules froides venant de la
paroi.

Une indication qualitative de l'amplitude du courant, permet-
tant de définir commodément et avec une bonne précision la durée pendant
laquelle $J_{||}$ circule dans le plasma, consiste à enregistrer la différence
entre les signaux intégrés de deux sondes captant une composante du champ
toroidal près du conducteur central et près de la paroi extérieure respecti-
vement.

2.2.2. Densité du plasma et recyclage

Un faisceau de microondes de 2 mm traverse radialement
le plasma et se réfléchit sur un miroir disposé sur le conducteur central.
La valeur moyenne de la densité sur le chemin optique est déduite du nom-
bre de franges produites par interférence entre le faisceau direct et le
faisceau réfléchi (une frange correspond à une variation de densité de :
 $7,2 \cdot 10^{12} \text{ cm}^{-3}$).

Au cours de l'ionisation qui a lieu en 30 à $50 \mu s$ le nombre
de franges correspond à la pression calculée à partir de la densité de rem-

plissage. Cela est reconnu en comparant l'occurrence du pic de la raie H_{β} ou D_{β} avec l'interferogramme microondes.

Après cette phase, la densité continue toutefois à croître, pendant qu'un courant appréciable est entretenu dans le plasma. Parallèlement la raie H_{β} ou D_{β} conserve une amplitude appréciable (5 à 10% de pic initial).

Le courant ohmique diminue brutalement lorsque le champ toroidal atteint son maximum et sa dérivée s'inverse. Parallèlement, la densité commence à décroître avec une constante de temps d'environ 400 μs et l'amplitude de la raie H_{β} ou D_{β} devient très importante (25 à 50% du pic initial) indiquant un afflux massif de gaz neutre dans le plasma.

Le nombre total de franges à la décroissance montre que la densité moyenne du plasma peut atteindre jusqu'à trois fois la valeur correspondant à la pression de remplissage.

L'importance du recyclage est démontrée par l'observation suivante : si, après une série de décharges faites dans le Deutérium, on remplace ce gaz par de l'Hydrogène, l'amplitude de la raie D_{β} , pratiquement nulle au cours de la phase d'ionisation de l'Hydrogène, augmente au cours du temps jusqu'à atteindre 50% de la raie H_{β} 5-600 μs après l'ionisation.

Plusieurs dizaines de décharges successives dans l'Hydrogène sont nécessaires pour réduire d'un ordre de grandeur cette contribution de la raie D_{β} .

Pendant la décharge donc, le bombardement par le plasma des parois en céramique atteint les couches profondes de gaz adsorbé par la paroi pendant les expériences précédentes.

La composition du plasma obtenue lors d'une expérience dépend donc d'une manière appréciable du gaz utilisé dans les expériences précédentes.

Le contrôle de la composition du plasma a une grande importance dans les expériences d'absorption collisionnelle entre deux ions que nous présenterons par la suite. On a été donc amené avant toute campagne de mesure à produire entre 100 et 150 décharges dans le mélange voulu pour obtenir que le recyclage des parois soit reproductible et de même composition (aux impuretés près) que le mélange introduit. Ce traitement a pour effet supplémentaire de décrocher les dépôts d'impuretés sur les parois et améliorer donc le vide de base.

2.2.3. Profil radial de densité

La densité locale du plasma peut être obtenue à partir de la mesure du courant de saturation ionique si la température est connue par ailleurs.

Ne disposant pas de sondes électriques multiples pour la mesure simultanée du profil radial, on a utilisé une sonde de référence maintenue à un rayon $r \sim 4$ cm, et une sonde que l'on déplaçait radialement pour mesurer successivement le courant de saturation, entre le conducteur central et la paroi.

Aux densités réalisées dans STATOR-B, l'utilisation des sondes actives sur l'épaisseur du plasma est limitée aux conditions à faible courant (~ 20 A/cm²) en raison des densités de courant de saturation probablement.

Les données expérimentales sur le profil de densité se limitent donc à ce domaine. La figure 16 représente l'évolution en fonction du temps du profil radial moyen du courant de saturation ionique dans un cas particulier. Le profil de température ionique est sensiblement plus aplati.

2.2.4. Température électronique

a) La température électronique peut être mesurée par des méthodes optiques. Dans une version précédente de la machine, STATOR-A, de performances grossièrement équivalentes à celles de STATOR-B, la température électronique a pu être mesurée à partir du décalage dans le temps des raies correspondant aux états d'ionisation successifs de l'azote suivant la méthode décrite par Breton et Schwob. Cette mesure était réalisée par l'introduction d'un faible pourcentage ($\sim 1\%$) d'azote dans l'enceinte avec le gaz de remplissage.

La figure 17 montre l'évolution de la température électronique en fonction du temps dans un cas particulier à fort courant. La température atteint 70 eV, 160 μ s après l'ionisation. Il est vraisemblable que T_e continue à croître jusqu'au maximum du courant $J_{||}$ (dans ce cas 250 μ s après l'ionisation) mais l'utilisation de N₂ ne permettait pas de suivre l'évolution plus avant.

b) Dans les expériences à courant faible cette méthode n'est plus applicable, car la température reste insuffisante pour assurer l'ionisation de N^{III}. Dans ce cas on peut estimer la température électronique de la mesure de la résistivité de Spitzer, déduite de la mesure du courant dans le plasma et du champ électrique parallèle, à partir des champs magnétiques. Quand le courant dans le plasma est faible, la perturbation introduite sur les champs magnétiques est faible. La mesure sera donc plus imprécise,

mais on pourra sans erreur supplémentaire calculer le champ électrique à partir des champs magnétiques à vide.

Pour des densités de courant de ~ 20 A/cm² la température électronique de résistivité reste inférieure à 10 eV.

Nous remarquerons une fois de plus que les caractéristiques du plasma, et en particulier la température et la densité, ne peuvent pas être variés indépendamment dans ce dispositif.

Dans les expériences à fort courant par exemple, il est possible d'amorcer le gaz de remplissage à une pression relativement faible, mais un recyclage important est engendré, et la densité moyenne du plasma chaud est systématiquement supérieur à $5 \cdot 10^{13}$ cm⁻³.

2.3. Contrôle des conditions expérimentales

La variation dans le temps des paramètres définissant le plasma magnétisé, suit des lois déterminées par le dispositif expérimental et donc liées entre elles.

Le seul contrôle à notre disposition pour varier la combinaison B, T, n , dans le temps est représenté par les paramètres machine, c'est-à-dire les tensions V_z et V_ϕ de charge des bancs de capacités, le retard Δt entre l'établissement des champs magnétiques et la pression de remplissage P_0 .

En principe, la connaissance de l'influence de ces paramètres sur les fonctions $B(r, t)$, $T(r, t)$, $n(r, t)$, serait nécessaire pour pouvoir utiliser le plasma magnétisé de STATOR-B dans l'étude de la propagation et absorption des ondes de basse fréquence.

L'étendue des domaines de variation de ces quantités et la grande sensibilité des conditions obtenues à la variation des paramètres machine, nous ont toutefois amené à rechercher des règles phénoménologiques et opérationnelles simples utilisables dans l'approche des conditions expérimentales voulues.

On donne ci-après un résumé simplifié de ces éléments étant entendu qu'ils ne sont surtout pas à confondre avec des lois générales. Ils sont applicables, par contre, au mode d'opération adopté pour l'étude expérimentale présentée plus loin.

2.3.1. Eléments phénoménologiques

a) Le confinement radial maximal est d'ordinaire obtenu pendant la montée

du champ toroïdal B_z , avant l'occurrence du maximum de celui-ci, un lapse de temps après l'établissement t_0 du champ toroïdal, de l'ordre de :

$$t_H - t_0 \approx 200 \text{ à } 270 \mu s$$

b) La densité moyenne au temps du confinement maximal, n_H est donnée par :

b1) Pour les densités atomiques de remplissage $\sim 10^{13} \text{cm}^{-3}$:
densité $n_H \leq 3$ fois la densité atomique.

b2) Pour les densités atomiques de remplissage $> 5 \cdot 10^{13} \text{cm}^{-3}$:
densité $n_H \leq 2$ fois la densité atomique.

Les bornes supérieures respectives sont atteinte un lapse de temps après l'établissement du champ toroïdal B_z de l'ordre ou légèrement supérieur ($50 \mu s$) au temps de montée τ_z de ce dernier : $t - t_0 \approx 250, 300 \mu s$ correspondant à l'extinction du courant dans le plasma.

c) La densité au centre du plasma ($r \sim 3,5$ à $4,5 \text{ cm}$) au temps de confinement maximal est d'environ 3 fois la densité moyenne.

d) La dépendance temporelle de la densité $n(t)$ pendant l'augmentation de cette dernière est en première approximation influencée uniquement par $B_z(t)$ et le retard Δt entre les champs.

d1) Densité moyenne de référence $n(t^*)$: au temps d'occurrence de l'extinction (extrapolée) de la raie H_β ou D_β la densité moyenne est égale à la densité atomique de remplissage approximativement.

d2) Champ magnétique de référence $|B(t^*)|$: pour un retard Δt , tension V_z et τ_z données, le champ magnétique au temps d'occurrence de l'extinction (extrapolée) de la raie d'ionisation est approximativement proportionnel à V_θ .

e) Dans les expériences de propagation en "plasma froid" il n'est pas nécessaire de connaître la température du plasma. Pour évaluer les résultats des expériences d'absorption la température sera estimée par une mesure de résistivité, sans tenter d'en contrôler la valeur.

2.3.2. Eléments opérationnels

a) Le choix de tension de charge V_z et V_θ comparables produit des valeurs maximales comparables pour les deux composantes B_{z0} et $B_{\theta0}$ à $r \sim 4,5 \text{ cm}$. Le retard Δt du champ B_z par rapport au champ B_θ est choisi entre 100 et $200 \mu s$; pour obtenir $B_z \sim B_\theta$ au temps de confinement maximal, on doit afficher $V_z \sim 1,2$ à $1,4$ fois V_θ .

b) La période utile d'expérience est choisie autour du temps du confinement maximal, c'est-à-dire comprise entre 200 et 300 μs après l'établissement du champ toroïdal.

c) Le réglage approché de la valeur du champ magnétique pendant la période d'expérience est effectué en variant d'abord la tension de charge V_θ .

d) Réglage approché de la densité : à une densité de remplissage donnée, pour augmenter la densité du plasma au temps du confinement maximum on augmente le courant dans le plasma ; cela peut être obtenu en premier lieu augmentant le retard $\Delta t \leq 250 \mu s$; d'autre part en augmentant la tension de charge V_z (V_θ joue peu).

e) Pour reproduire des plasmas comparables en densité à des niveaux de champ magnétique largement différents (50% ou plus) il est nécessaire de maintenir constant le rapport V_z/V_θ ce qui est effectué en variant le nombre de capacités du banc B_z que l'on décharge, et la tension de charge de ce banc.

REFERENCES

/1/ J. ADAM, Rapport EUR-CEA FC 374, Avril 1966.

/2/ L. COCOL, Mémoire présenté à l'E.S.E.A., Décembre 1969.

FIGURES

1. Disposition générale de STATOR-B
2. Schéma des connexions de l'enroulement B_z
3. Schéma des connexions de l'enroulement B_θ
4. Banc de capacité alimentant l'enroulement B_θ
5. Evolution typique des composantes B_z et B_θ , de la tension R.F. et du courant ohmique dans le plasma.
6. Enroulement pour chauffage H.F.
7. Schéma de l'oscillateur de puissance.
8. Circuit de sonde magnétique adapté entre 0 et 25 Mhz
9. Sonde électrostatique double.
10. Circuit de mesure du courant ionique
11. Montage des sondes électrostatiques pour la mesure de corrélation spatiale autour de la direction du champ magnétique.
12. Interféromètre Michelson pour microondes 2 mm.
13. Profil radial de la composante parallèle du champ électrique induit $E_{//}$ pour un retard B_z/B_θ de 0 et 250 μs .
14. Profil radial de la composante parallèle du champ électrique induit $E_{//}$ pour un retard B_z/B_θ de 100 et 150 μs .
15. Profil radial de la densité de courant ohmique parallèle $J_{//}$ pour un cas typique à fort courant.
16. Evolution du profil de courant de saturation ionique I_s moyenné.
17. Evolution de la température électronique au cours d'une décharge à courant fort.

STATOR - B

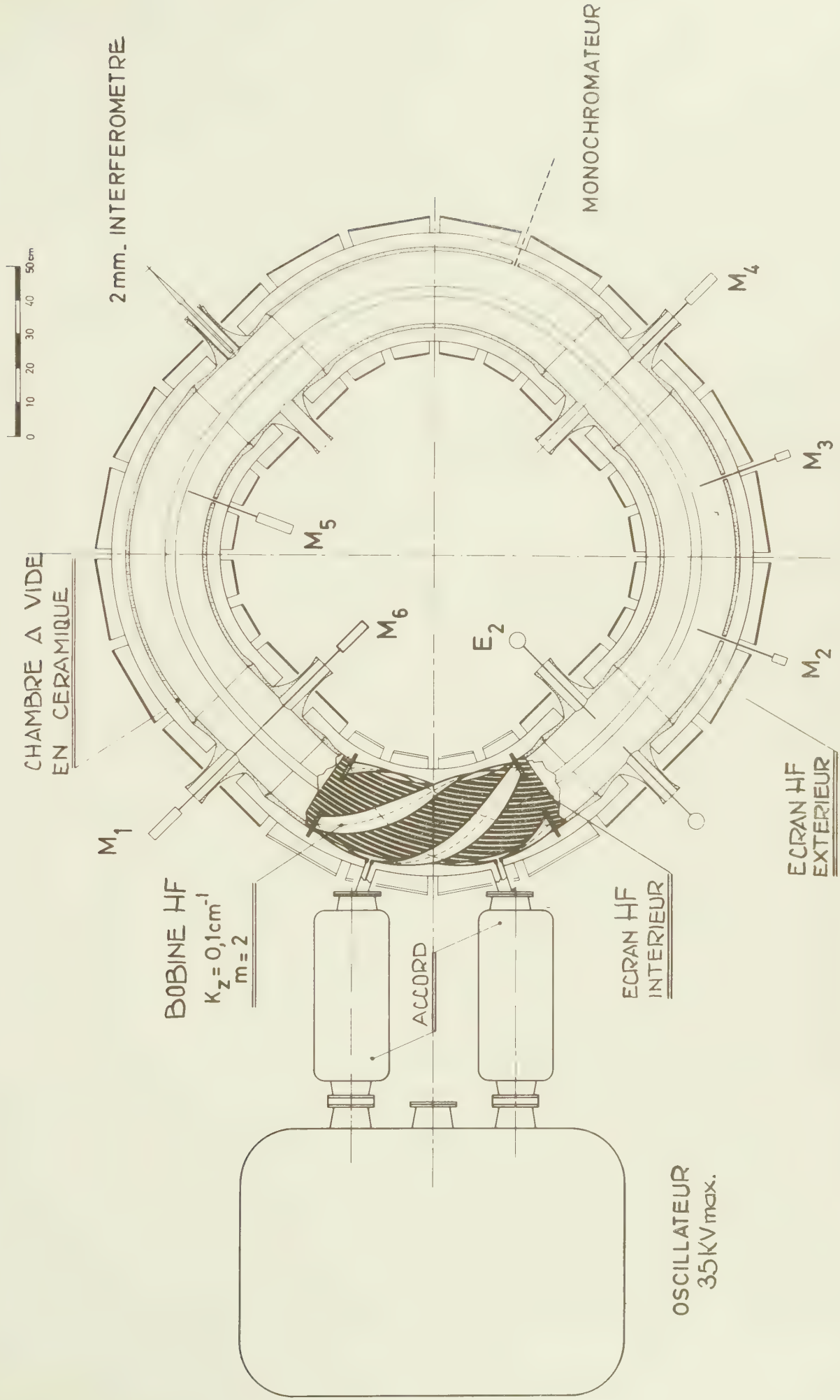
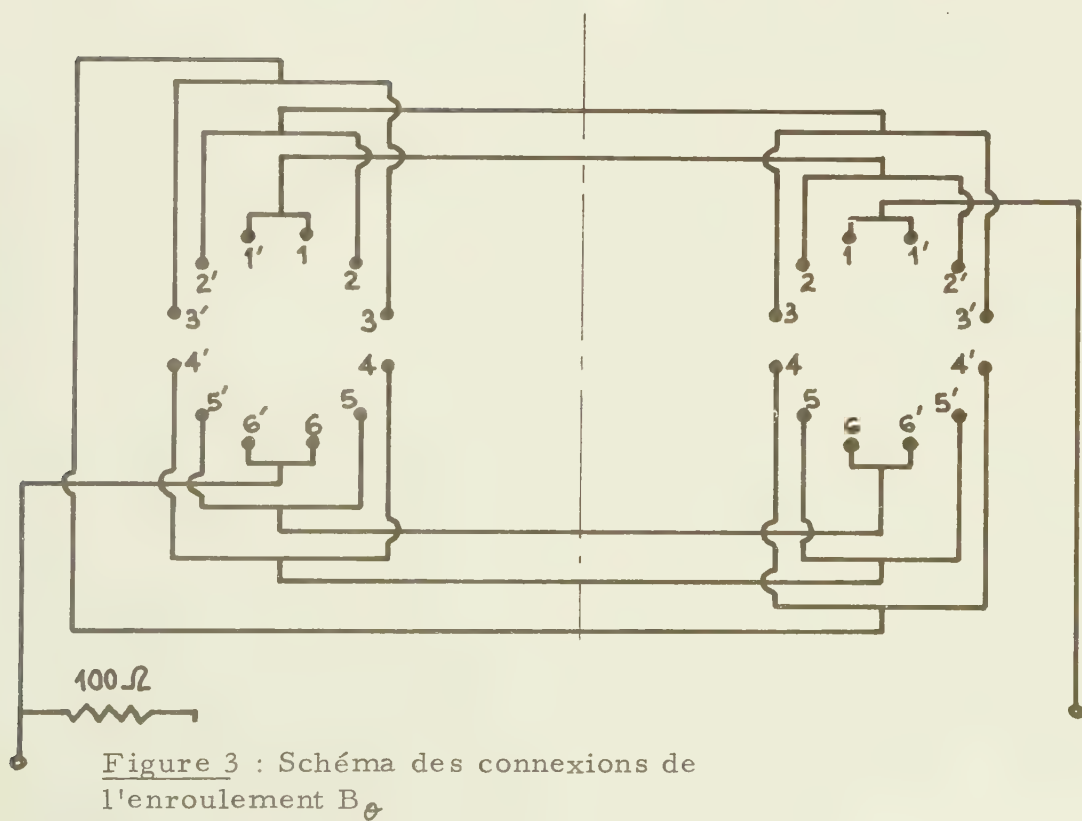
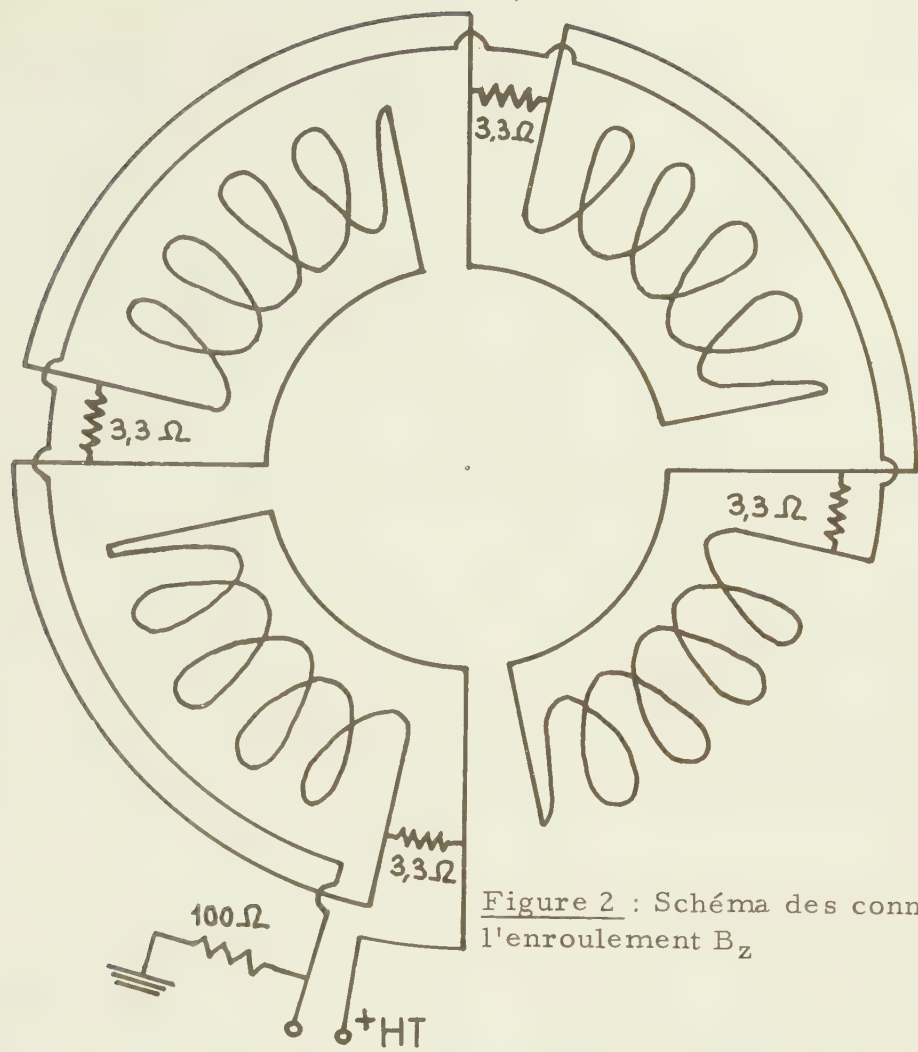


Figure 1 : Disposition générale de STATOR - B



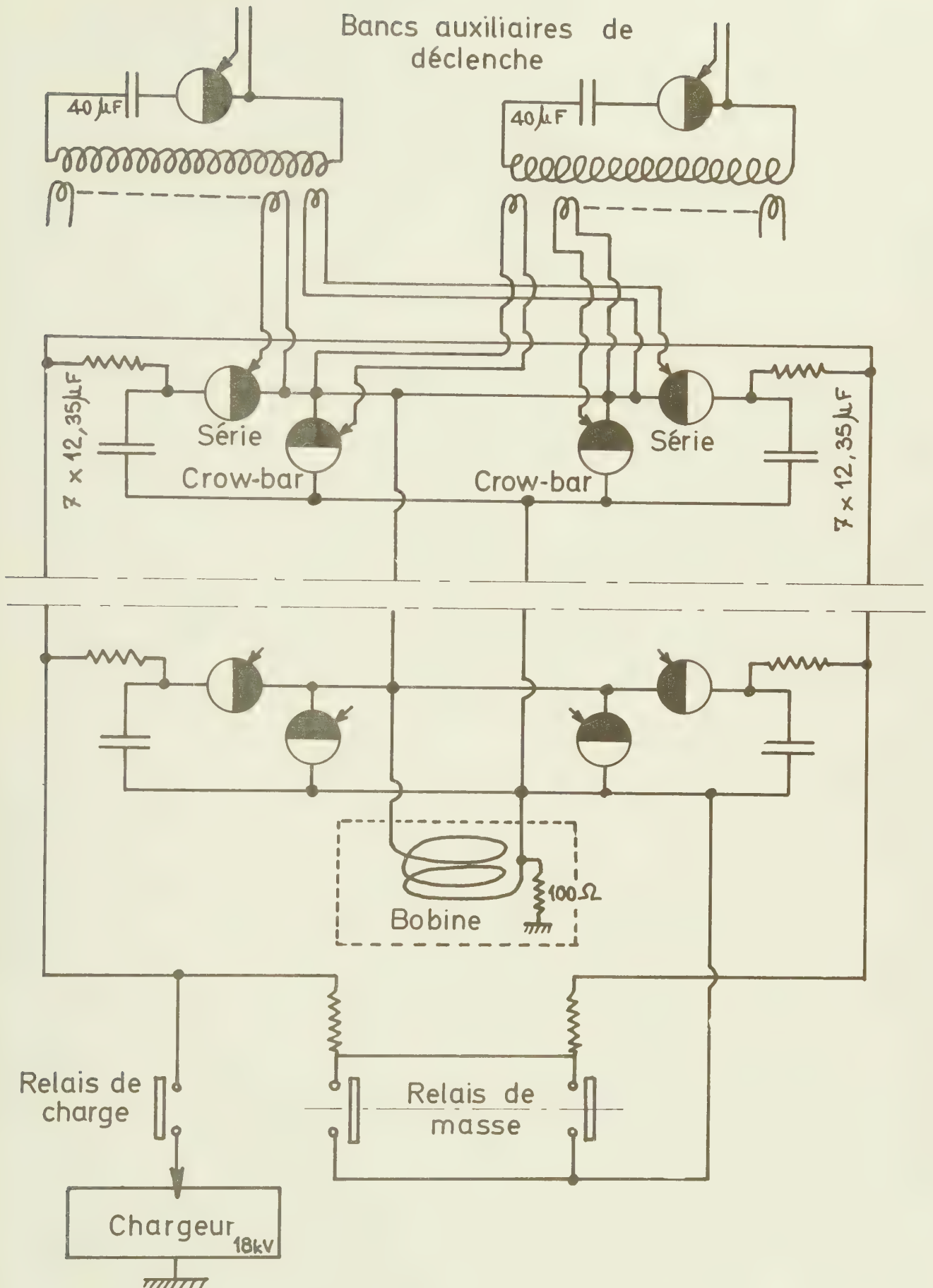


Figure 4 : Banc de capacité alimentant l'enroulement B_e

SEQUENCE [10 Kvolts]

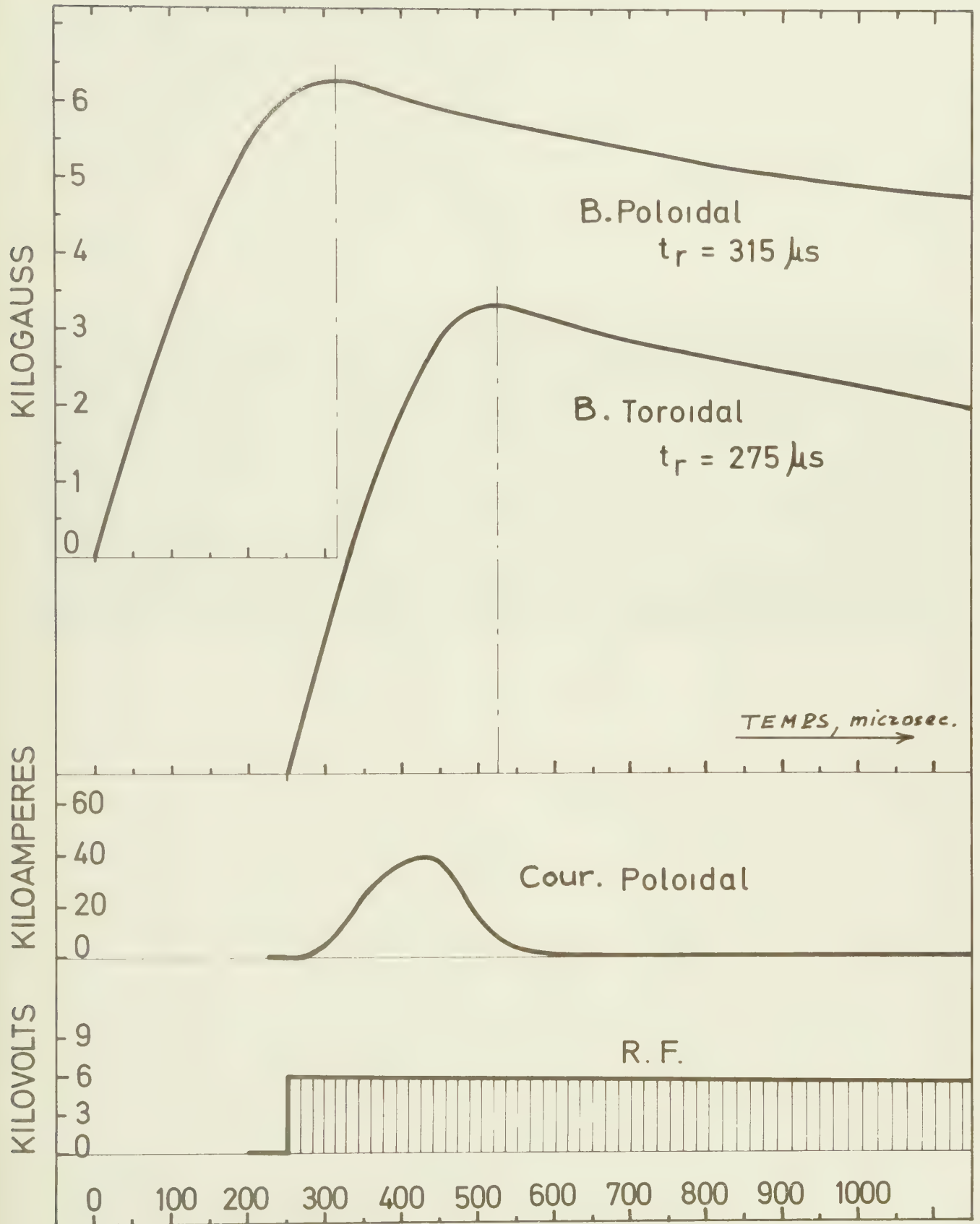


Figure 5 : Evolution typique des composantes B_z et B_θ de la tension R. F. et du courant ohmique dans le plasma.

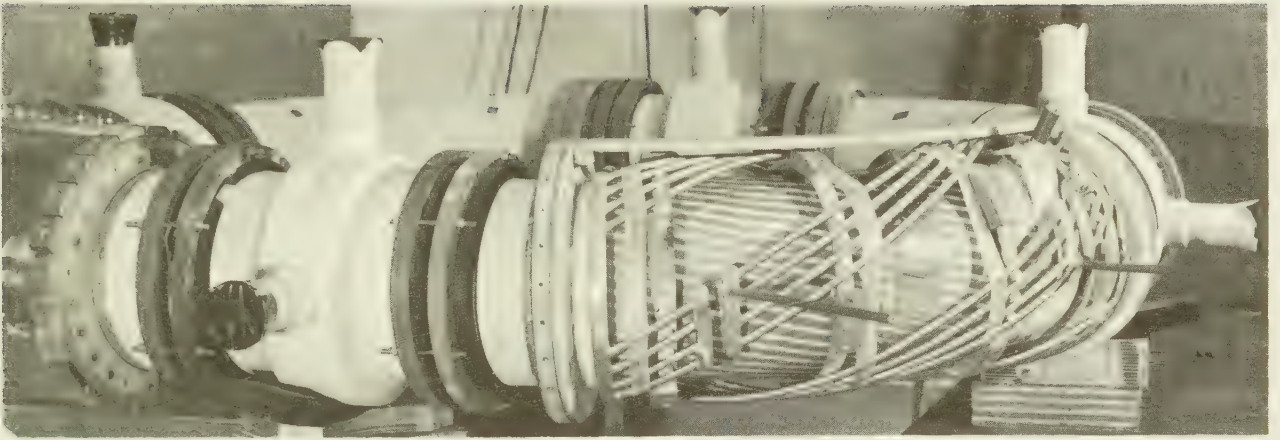


Figure 6 : Enroulement pour chauffage H. F.

- $R_2 = 50 \Omega$. polarisation de la grille .
 $R_3 = 5 \Omega$
 $C_1 = 30 \mu F$, 50 kV.
 $C_2 = 100$ à 150 pF . accord.
 $C_3 =$ Réglage de surtension aux bornes de L_1 .
 $L_1 =$ Self de la bobine H.F ($L = 2 \cdot 10^{-7} \text{ H}$).
 $L_3 =$ Réglage du couplage de grille.
 $L_4 =$ Réglage pour mesure du courant .

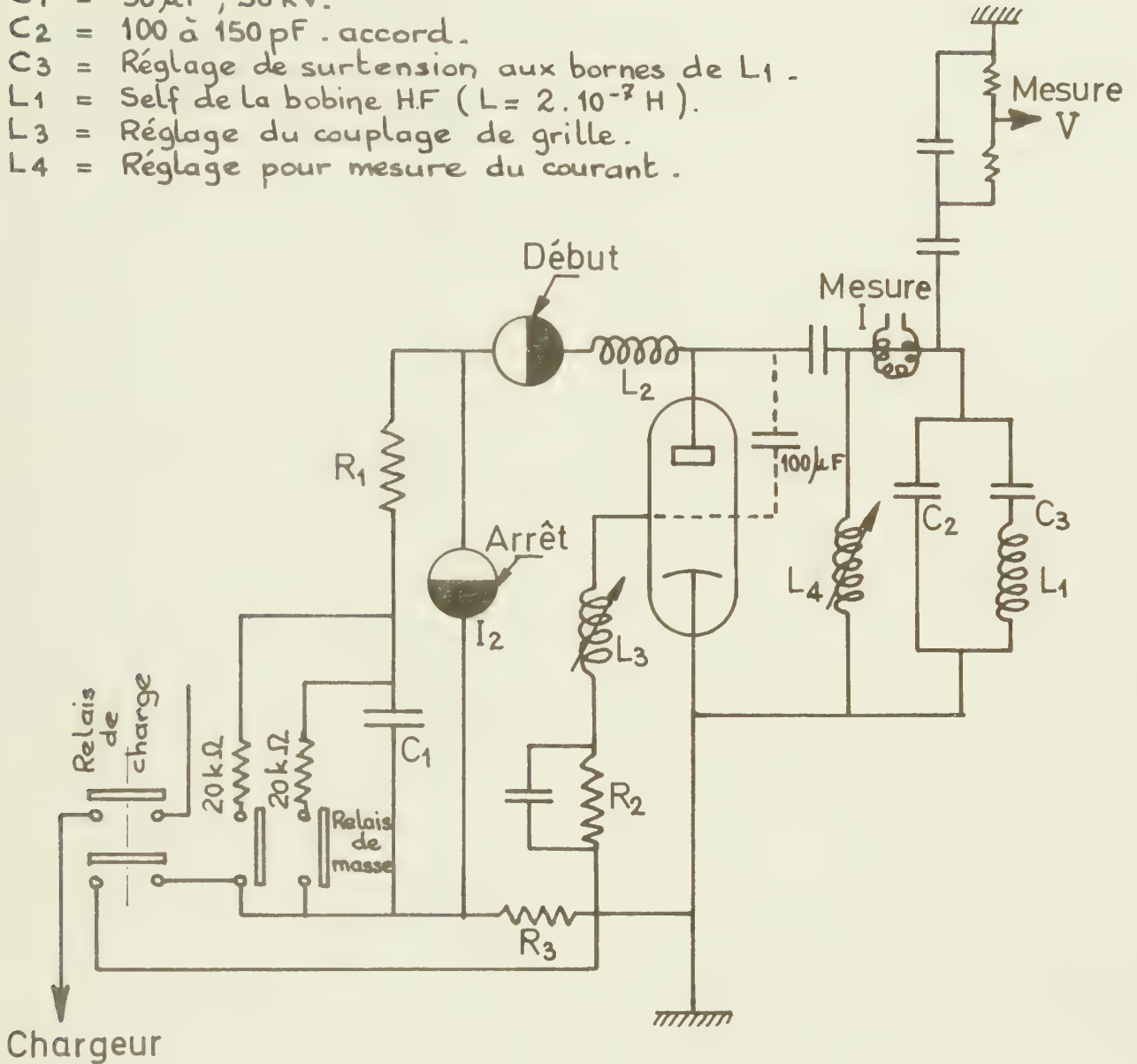


Figure 7 : Schéma de l'oscillateur de puissance

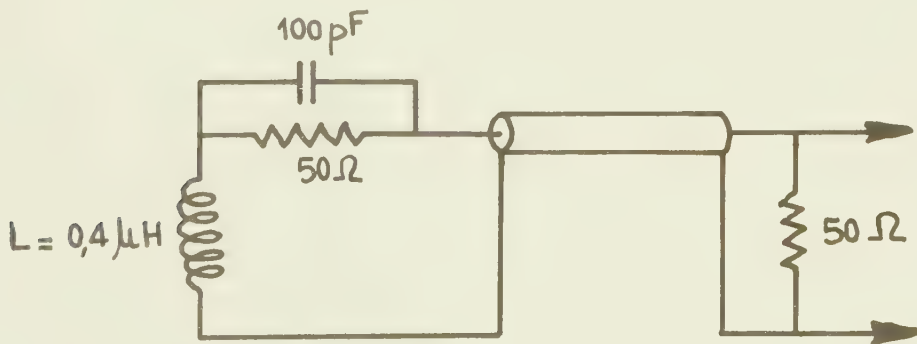
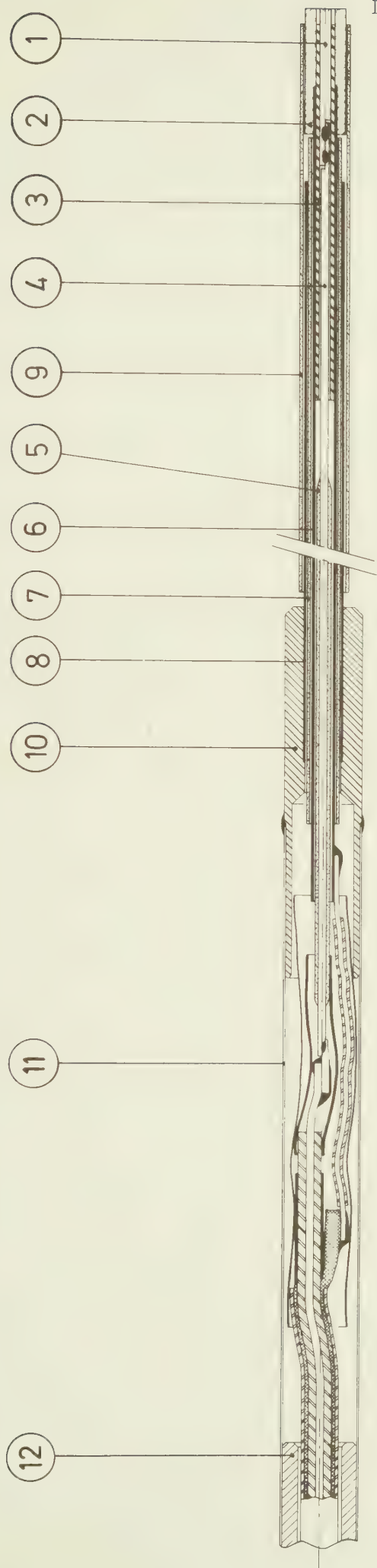


Figure 8 : Circuit de sonde magnétique adapté entre 0 et 25 Mhz.



I. 24

- | | | | |
|---|---|---|---|
| ① | Electrode centrale (Pt) ϕ 7/10 l = 10 | ⑦ | Tube en verre ϕ 17/10 / 21/10 l = 106 |
| ② | Electrode externe (Pt) ϕ 13/10 / 26/10 l = 8 | ⑧ | Tube en acier inox ϕ 23/10 / 25/10 l = 99 |
| ③ | Gaine isolante (Alumine) ϕ 7/10 / 12/10 collé sur ④ à l'araldite | ⑨ | Tube en verre ϕ 28/10 / 32/10 l = 98 |
| ④ | Ame (Mo) ϕ 5/10 soudé à ①, ① + ④ l = 129 | ⑩ | Pièce de raccordement en acier inox l = 24 |
| ⑤ | Enrobage verre de ④ ϕ 5/10 / 10/10 | ⑪ | Tube en acier inox ϕ 48/10 / 50/10 l = 510 |
| ⑥ | Tube en acier inox ϕ 13/10 / 15/10 l = 114 soudé à ③ | ⑫ | Tube en acier inox ϕ 3/5 |

Figure 9 : Sonde électrostatique double.

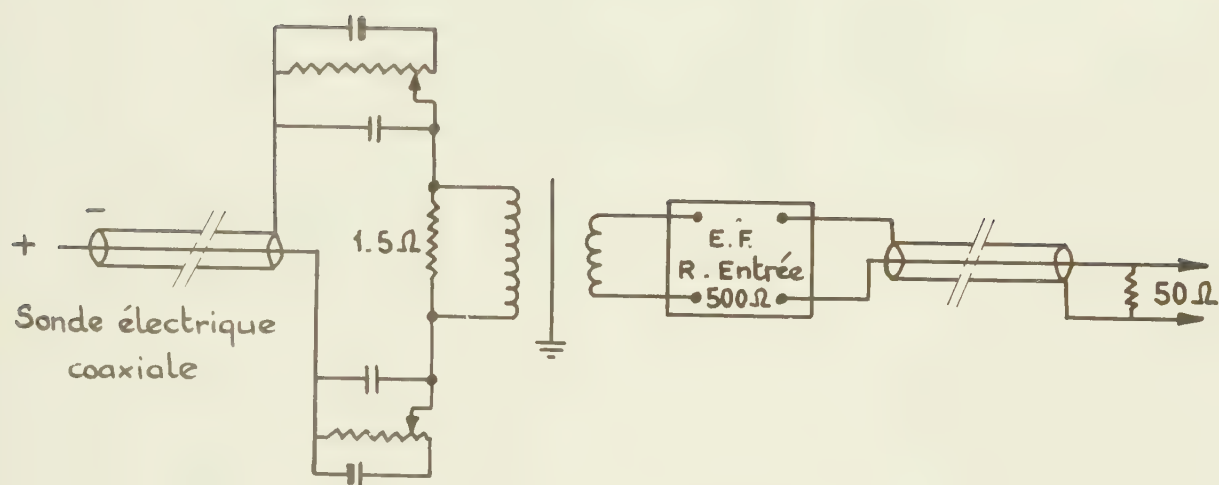


Figure 10 : Circuit de mesure du courant ionique

Figure 11 : Montage des sondes électrostatiques pour la mesure de corrélation spatiale autour de la direction du champ magnétique.

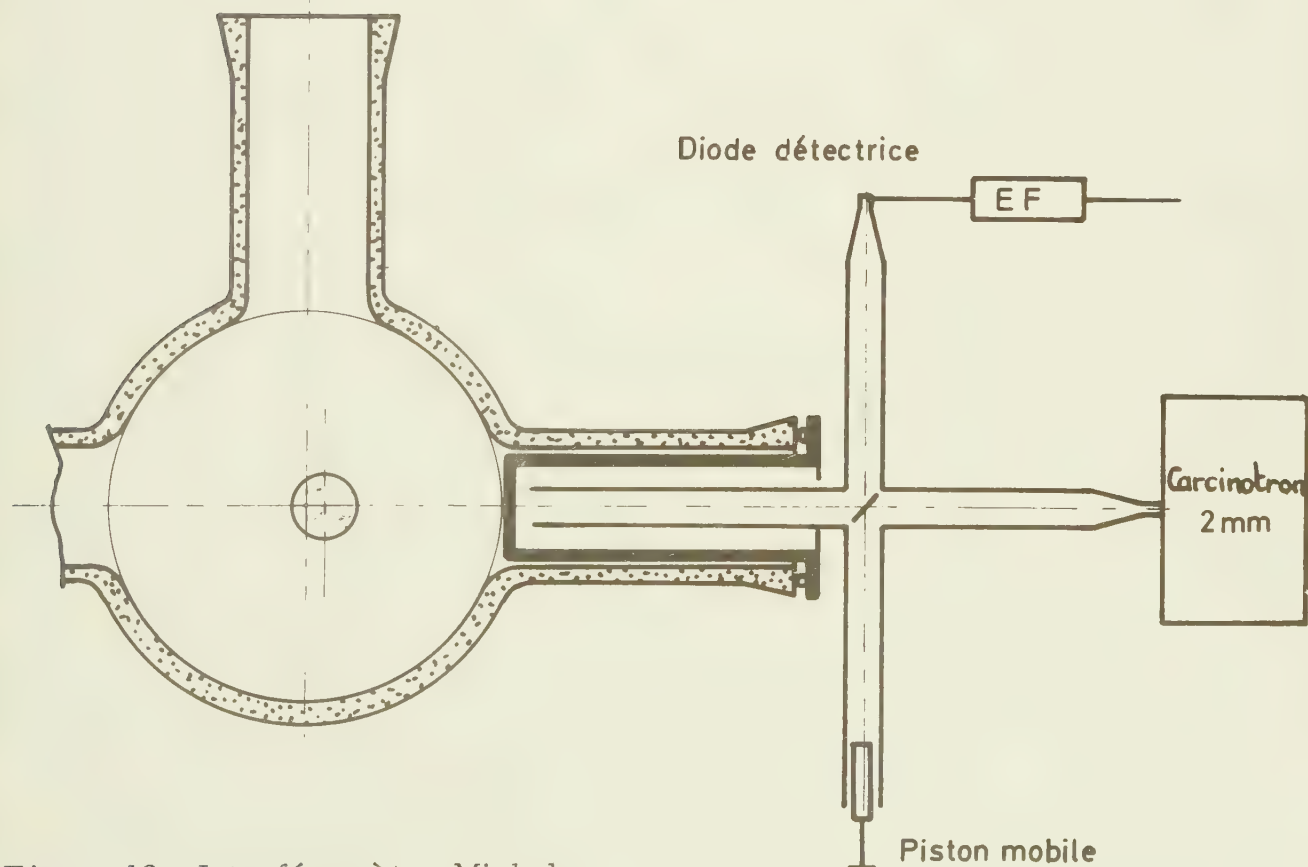
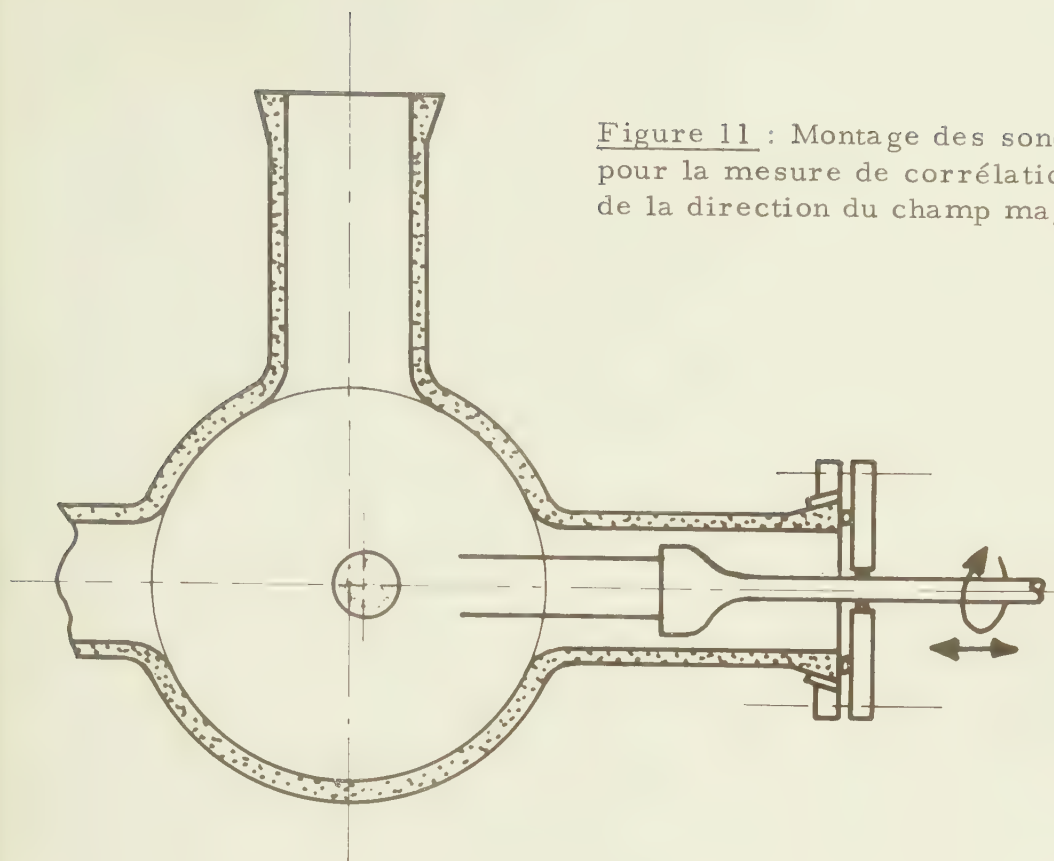


Figure 12 : Interféromètre Michelson pour microondes 2 mm.

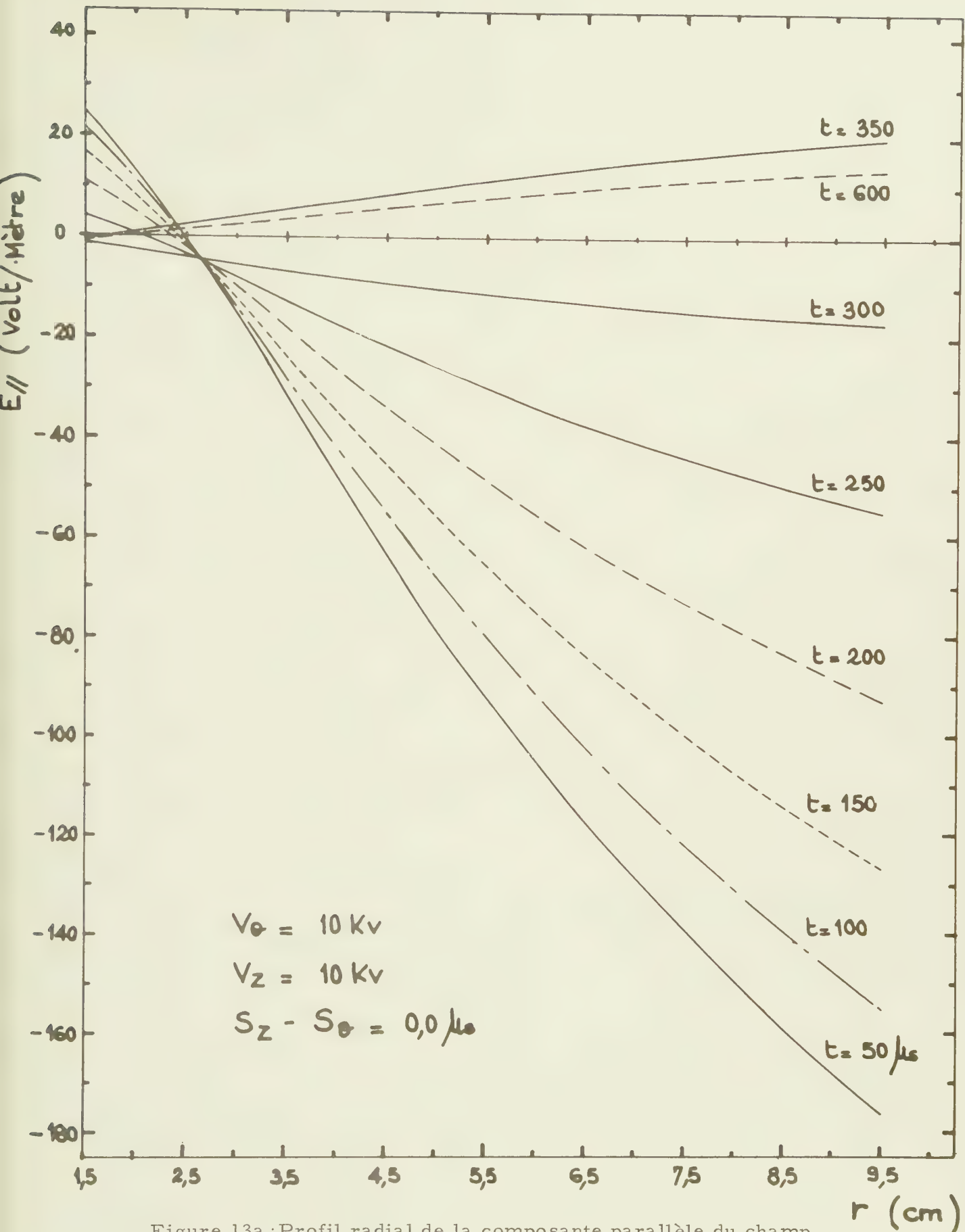


Figure 13a : Profil radial de la composante parallèle du champ électrique induit $E_{||}$ pour un retard B_z/B_{θ} de $0 \mu s$.

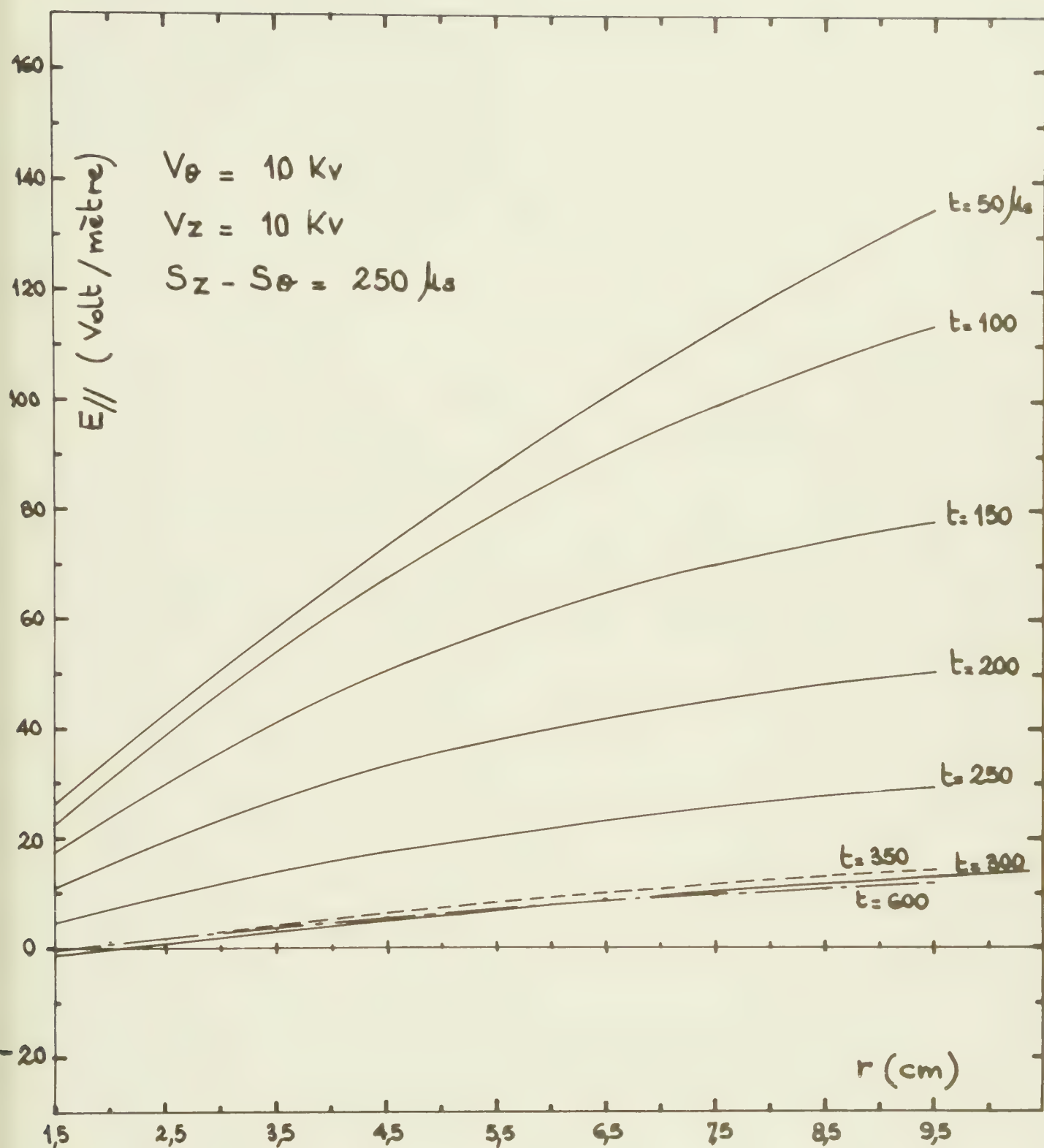


Figure 13b : Profil radial de la composante parallèle du champ électrique induit $E_{||}$ pour un retard B_z/B_θ de $250 \mu s$.

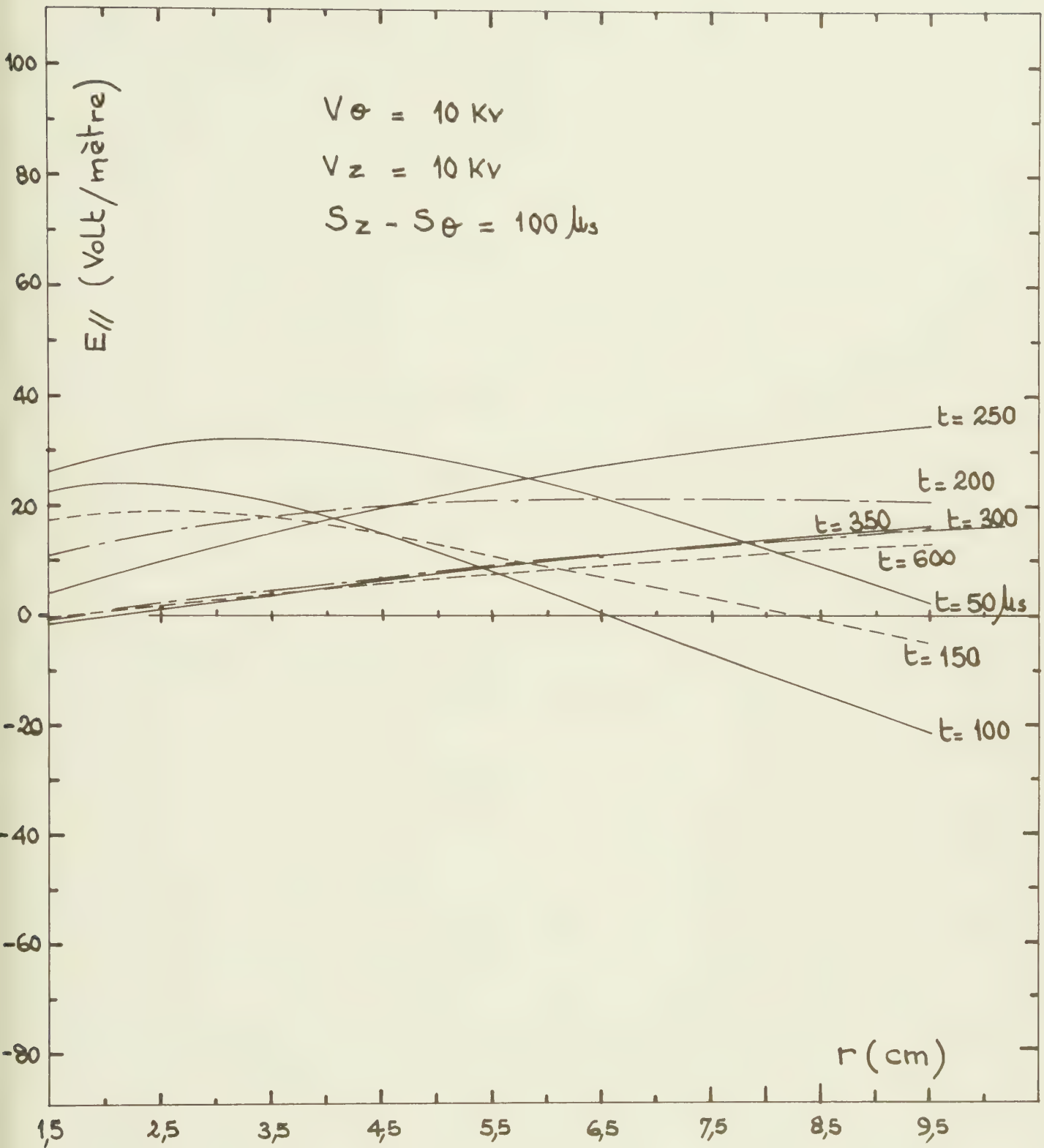


Figure 14a : Profil radial de la composante parallèle du champ électrique induit $E_{||}$ pour un retard B_z/B_{θ} de $100 \mu\text{s}$.

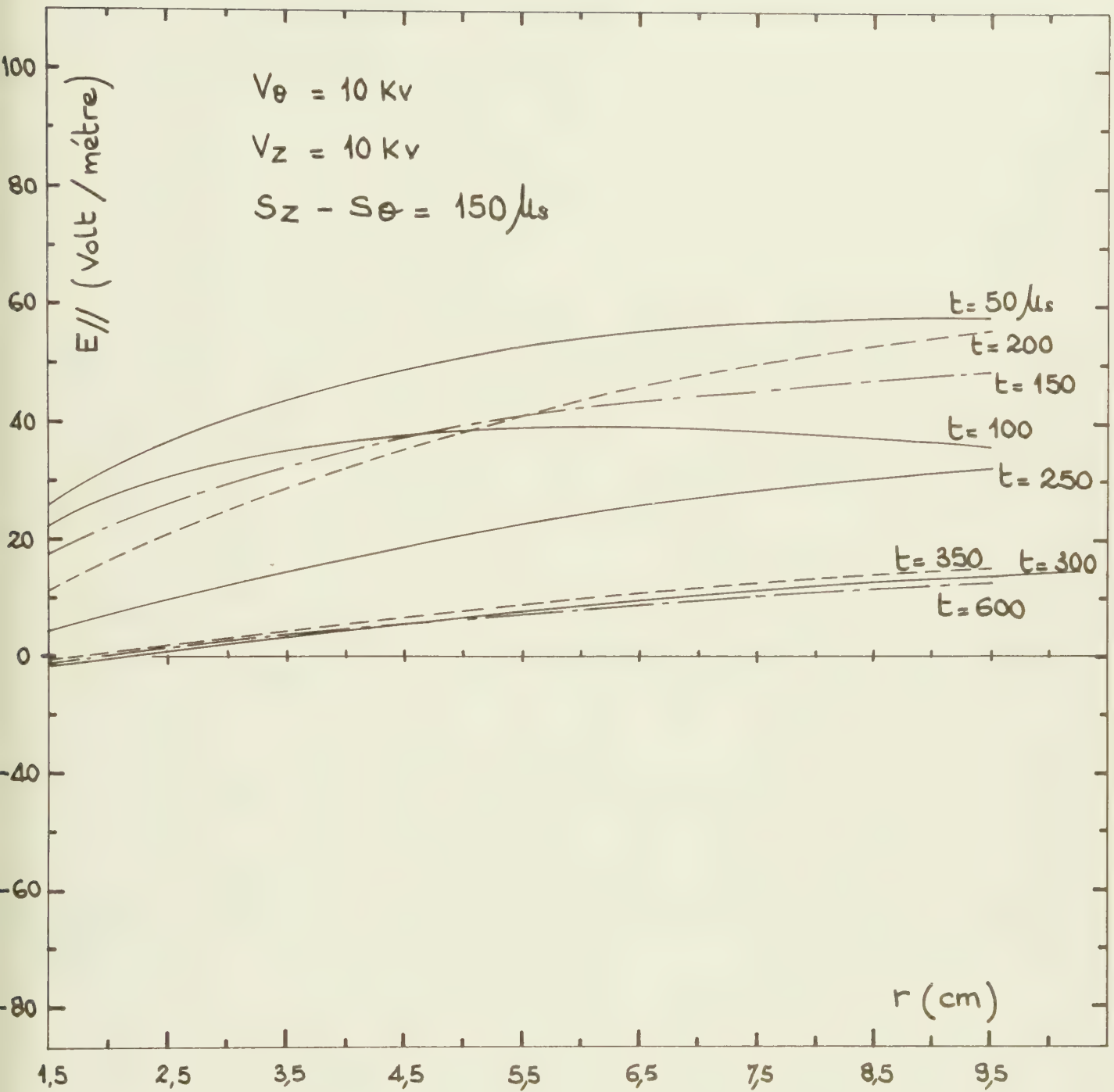


Figure 14b : Profil radial de la composante parallèle du champ électrique induit $E_{||}$ pour un retard B_z/B_θ de $150 \mu\text{s}$.

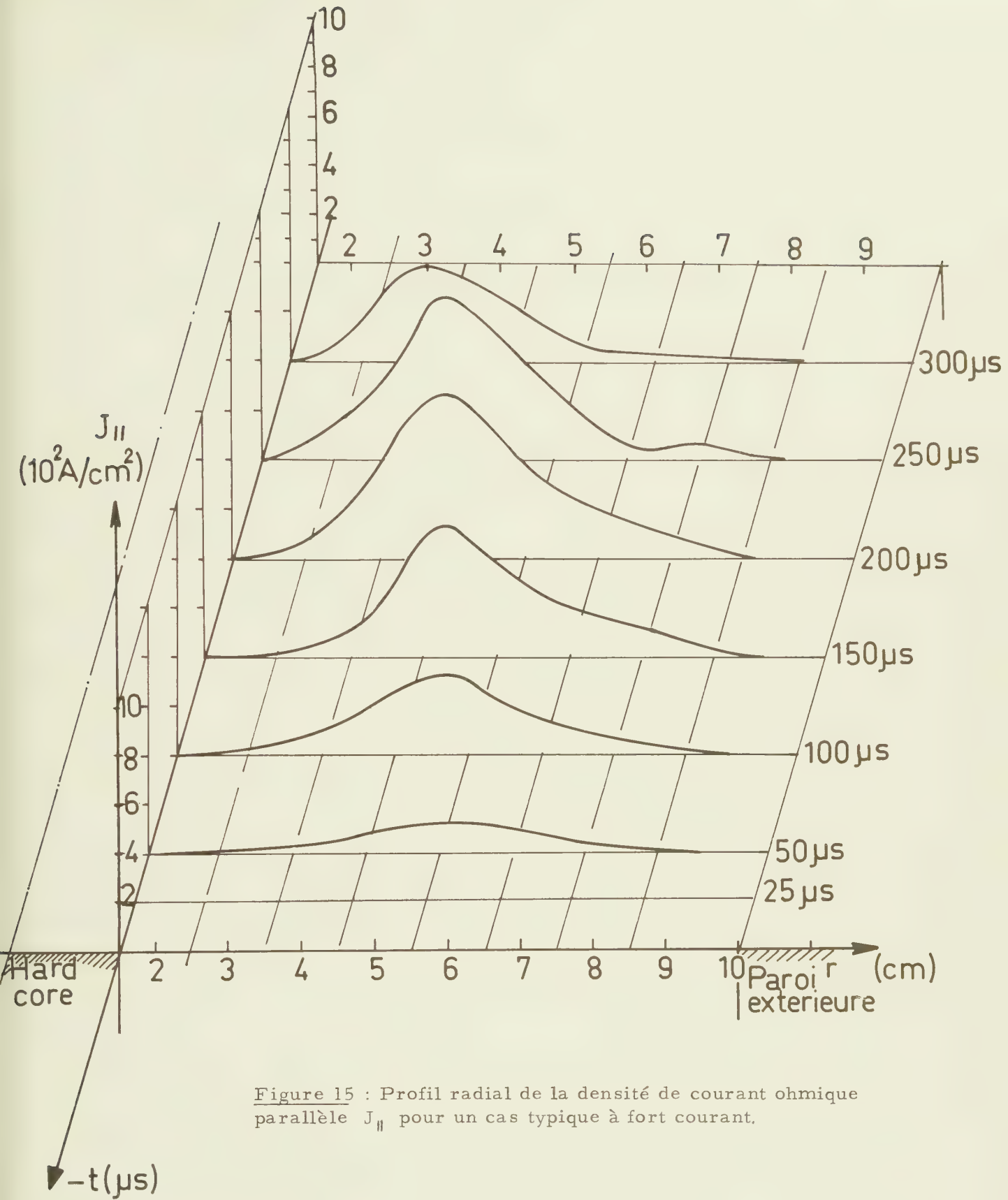


Figure 15 : Profil radial de la densité de courant ohmique parallèle $J_{||}$ pour un cas typique à fort courant.

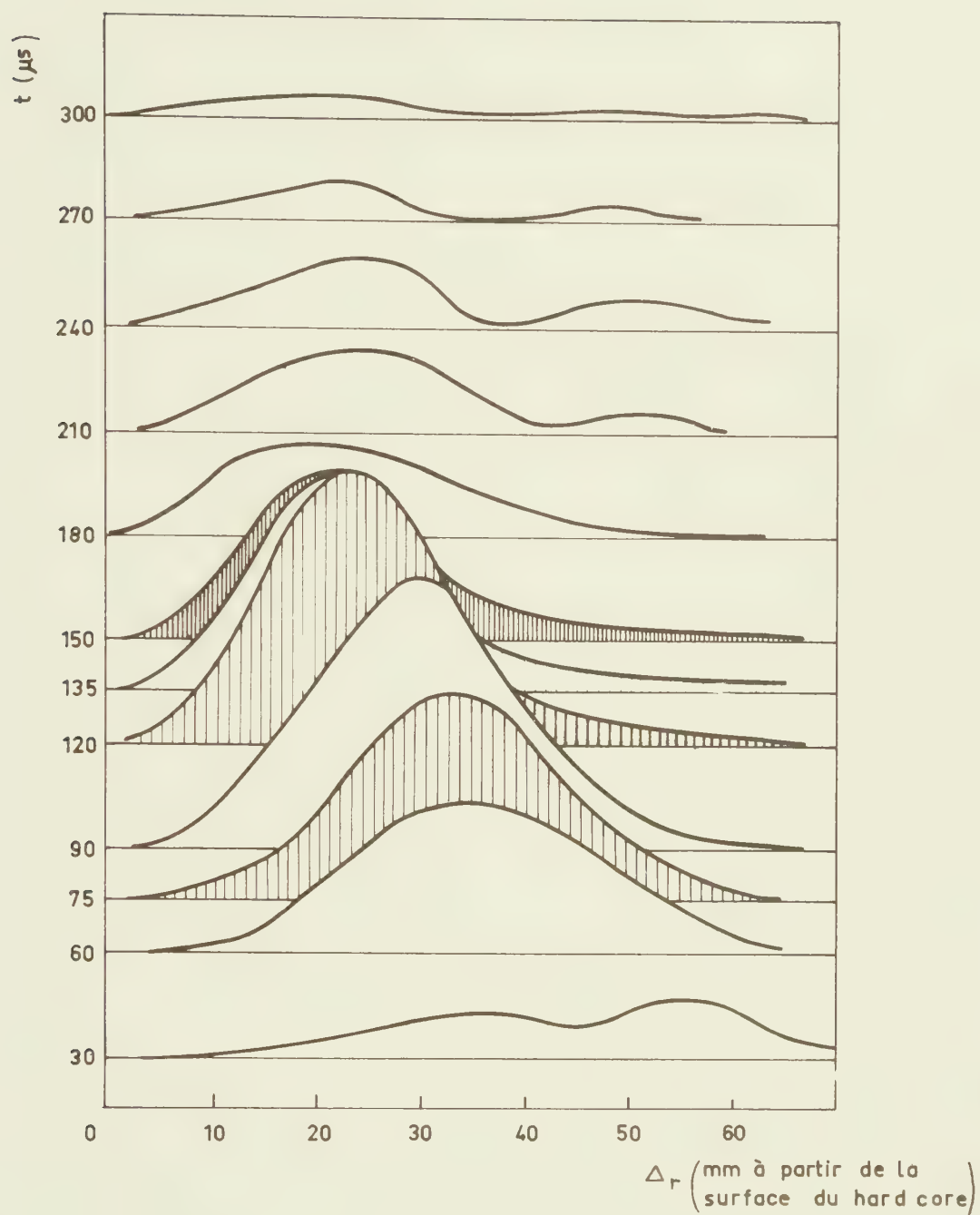


Figure 16 : Evolution du profil de courant de saturation ionique I_s moyenné.

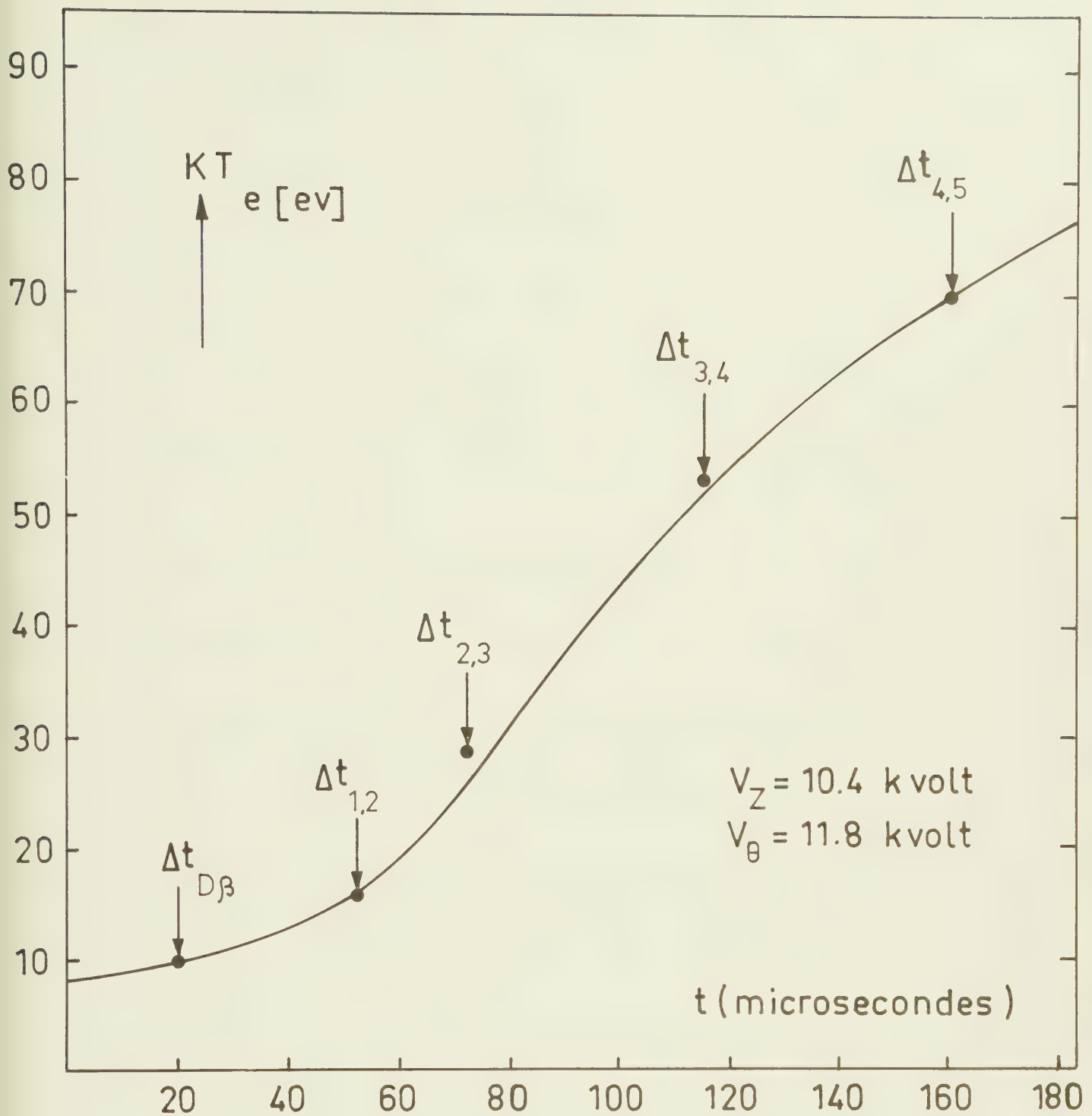


Figure 17 : Evolution de la température électronique au cours d'une décharge à courant fort.

DEUXIEME PARTIE : THEORIE

CHAPITRE 1

Résultats généraux de la théorie des ondes de basse fréquence dans un plasma magnétisé

TABLE DES MATIERES

1. INTRODUCTION

1. 1. Définitions

1. 2. Approximation de l'optique géométrique

2. PLASMAS FROIDS

2. 1. Propagation dans un plasma froid faiblement inhomogène

2. 1. 1. Relation de dispersion

2. 1. 2. Représentation de l'indice dans le plan $n_{\parallel}^2$, $n_{\perp}^2$

2. 1. 3. Domaines de propagation pour un plasma de deux espèces ioniques

2. 1. 4. Propagation à $n_{\parallel} = \text{constante}$ pour un champ magnétique faiblement inhomogène

2. 1. 5. Propagation à $n_{\parallel} = \text{constante}$ pour un plasma de densité faiblement inhomogène.

2. 2. Polarisation

2. 2. 1. Polarisation dans les domaines propagatifs, $n_{\parallel} = \text{constante}$

2. 2. 2. Conclusions

2. 3. Phénomènes autour de $S = 0$ pour un plasma de deux espèces d'ions

2. 3. 1. Charge d'espace

2. 3. 2. Amplitude du champ électrique

2. 4. Effet d'une forte inhomogénéité transverse

2. 4. 1. Plasma d'une espèce ionique dans une configuration hard-core

2. 4. 2. Plasma de deux espèces ioniques dans une configuration hard-core

2. 4. 3. Remarques

2. 5. Absorption

- 2. 5. 1. Modèle approché pour un plasma fortement inhomogène
- 2. 5. 2. Phénomènes dissipatifs
- 2. 5. 3. Puissance absorbée

3. PLASMAS CHAUDS

- 3. 1. Conditions d'absorption résonnante en plasma chaud homogène, $k_{||}$ limité.
 - 3. 1. 1. Pénétration du champ électromagnétique à $\omega \sim \omega_{ci}$
 - 3. 1. 2. Ondes rapides, basse fréquence
 - 3. 1. 3. Ondes lentes, basse fréquence
 - 3. 1. 4. Conclusion

DEUXIEME PARTIE : THEORIE

Plasmas froids : on passera d'abord en revue les résultats essentiels de la théorie des ondes de basse fréquence en plasma froid homogène. La limite de validité de ce modèle dans un plasma inhomogène est dépassée dans la configuration à conducteur central dont nous disposons, STATOR-B. Il sera donc utile d'établir l'effet d'une forte inhomogénéité transverse dans un tel plasma. On obtiendra ainsi les critères de choix du modèle théorique à adopter pour l'étude détaillée de la propagation et l'absorption des ondes e. m. de basse fréquence dans un plasma froid placé dans une configuration fortement inhomogène, telle que celle obtenue dans le dispositif à conducteur central considéré.

Plasmas chauds : l'introduction d'une température finie est nécessaire pour l'étude des mécanismes d'absorption liés d'une manière essentielle aux mouvements thermiques des particules.

Etude comparative : sur la base de ces considérations, il sera possible de situer l'importance relative des différents phénomènes d'absorption dans une configuration à conducteur central en fonction du niveau thermique et de densité du plasma.

Ceci permettra de définir le point focal de l'étude détaillée de la propagation et absorption des ondes de basse fréquence dans la configuration à conducteur central dont l'on dispose, compte tenu de caractéristiques de plasmas magnétisés que l'on peut produire.

DEUXIEME PARTIE : THEORIE

CHAPITRE I

Résultats généraux de la théorie des ondes de basse fréquence dans un plasma magnétisé.

1. INTRODUCTION

1. 1. Définitions

On entend par ondes électromagnétiques "de basse fréquence" les ondes de pulsation $\omega = 2\pi\nu$ très inférieure à la fréquence plasma $\omega_p^2 = \sum_j \omega_{pj}^2$

avec
$$\omega_{pj}^2 = \frac{4\pi n_0 q_j^2}{m_j}$$

On s'intéressera, en particulier, au domaine des basses fréquences autour de la fréquence cyclotronique des ions

$$\omega_{ci} = \frac{q_i B_0}{c m_i}$$

Ici : n_0 est la densité du plasma en cm^{-3} ,

q la charge des particules considérées en statcoulomb
 c la valeur de la vitesse de la lumière $\sim 3 \cdot 10^{10} \text{ cm s}^{-1}$
 m la masse des particules considérées en grammes et,
 B_0 le champ magnétique en gauss.

Les propriétés du milieu sont décrites normalement par l'indice $\vec{n} = \frac{\vec{k}c}{\omega}$ où $\vec{k}$ est le vecteur d'onde, ayant la direction de propagation de la radiation, et un module $|\vec{k}| = 2\pi/\lambda$ inversement proportionnel à la longueur d'onde λ dans le milieu.

Dans un milieu magnétisé, les composantes de l'indice $n_{\parallel}$ et $n_{\perp}$ parallèle et perpendiculaire au champ magnétique sont en général différentes et déterminées par le milieu et la fréquence de l'onde.

1. 2. Approximation de l'optique géométrique

L'intégration des équations de Maxwell couplées avec celles des mouvements particuliers est simplifiée d'une manière essentielle si les plasmas considérés sont "suffisamment homogènes". On

entend par là que les propriétés du plasma magnétisé varient suffisamment lentement dans l'espace pour que les champs électromagnétiques puissent être approchés par des expressions du même type que

$$E = E_0 \exp i(\omega t + k_x x)$$

qui est la solution type dans un plasma homogène non dissipatif. Pour le milieu inhomogène, si ses propriétés varient de très peu sur une longueur d'onde, la propagation dans une petite région reste similaire à celle dans un milieu homogène ayant un indice égal à la valeur dans cette région.

L'expression du champ électromagnétique aura alors la forme

$$E = E_0(x) \exp i(\omega t + k_x(x) \cdot x)$$

avec $E_0(x)$ et $k(x)$ des fonctions lentement variables en x .

La condition que les propriétés du milieu varient lentement est équivalente à la condition suivante sur l'indice n :

$$\frac{1}{n^2} \frac{dn}{dx} \ll \frac{\omega}{c}$$

Dans cette approximation, dite de l' "optique géométrique" il est possible d'opérer une transformation de Fourier de l'équation d'onde dans l'espace et dans le temps, et aboutir à des relations de dispersion liant les composantes de l'indice $\vec{n}$ à la fréquence.

Lorsque la condition de l'optique géométrique cesse d'être vérifiée, comme dans le cas de plasmas fortement inhomogènes, au voisinage d'un zéro dans l'indice, ou d'une résonance, les relations de dispersion ne sont plus valables, et des phénomènes de réflexion, couplage local entre deux branches différentes et "tunnelling" à travers la couche singulière peuvent avoir lieu / 1 /.

2. PLASMAS FROIDS

2. 1. Propagation dans un plasma froid faiblement inhomogène

2. 1. 1. Relation de dispersion

On utilise ici un modèle de plasma dans lequel les ions et les électrons dans leur état de repos sont immobiles et immergés dans un champ magnétique statique ; les particules n'ont pas de vitesse propre le long des lignes de champ B_0 . Les équations de base sont :

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

$$\vec{D} = \vec{K} \cdot \vec{E} = \vec{E} + \frac{4\pi e}{\omega} \vec{J}$$

où $\vec{D}$ est le vecteur de déplacement, $\vec{J}$ le courant particulaire

$$\vec{J} = \sum_k n_k Z_k e \vec{v}_k$$

et $\vec{E}$ et $\vec{B}$ les champs électromagnétiques de l'onde. $n_k, Z_k e$ et v_k représentent la densité, charge et vitesse dirigée de l'espèce particulaire k . Pour un plasma de densité et composition statique immergé dans un champ magnétique stationnaire B_0 , on peut obtenir une expression du tenseur diélectrique $\vec{K}$ en opérant une analyse de Fourier dans le temps pour les mouvements particuliers. On obtient / 2 /

$$\vec{K} = \begin{bmatrix} S & -iD & 0 \\ +iD & S & 0 \\ 0 & 0 & P \end{bmatrix}$$

où, si l'on néglige les courants de déplacement

$$P = - \frac{1}{\omega^2} \sum_k \omega_{pk}^2$$

$$S = - \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \omega_{ck}^2} = - \frac{c^2}{\omega^2} \sum_k \alpha_k$$

$$D = + \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \omega_{ck}^2} \frac{\omega_{ck} e_k}{\omega} = + \frac{c^2}{\omega^2} \sum_k \beta_k$$

$$\omega_{pk}^2 = \frac{4\pi n_k Z_k^2 e^2}{m_k}$$

$$\omega_{ck} = \frac{Z_k e B_0}{c m_k}$$

$$e = +1 \text{ ions, } -1 \text{ electrons}$$

Aux basses fréquences, seul le paramètre P fait intervenir la masse des électrons.

Cette expression devrait, en général, contenir des intégrales sur l'espace et devient rigoureusement exacte seulement si le plasma considéré possède une densité et une composition non seulement statiques mais uniformes, et si le champ statique B_0 est aussi uniforme.

Dans cette hypothèse, et après analyse de Fourier dans l'espace, on obtient l'équation d'onde pour un plasma froid homogène sous la forme

$$\vec{A}, \vec{E} = 0$$

La relation de dispersion pour une onde plane avec le vecteur d'onde $\vec{k}$ dans le plan xz est donnée par :

$$\begin{vmatrix} S - n_{\parallel}^2 & -iD & n_{\parallel}n_{\perp} \\ +iD & S - n^2 & 0 \\ n_{\parallel}n_{\perp} & 0 & P - n_{\perp}^2 \end{vmatrix} = 0$$

condition qui assure une solution non nulle de l'équation d'onde.

$$\text{Ici : } n^2 = n_{\perp}^2 + n_{\parallel}^2, \quad n_{\parallel} = \frac{kc}{\omega} \cos \theta = \frac{ck_{\parallel}}{\omega}, \quad n_{\perp} = \frac{kc}{\omega} \sin \theta = \frac{ck_{\perp}}{\omega}$$

et θ est l'angle entre vecteur de propagation $\vec{k}$ et champ magnétique statique $B_0 \parallel Z$.

En explicitant cette relation, on obtient :

$$n_{\perp}^4 S + n_{\parallel}^4 P - (S^2 - D^2 + PS) n_{\perp}^2 - 2PS n_{\parallel}^2 + (S^2 - D^2) P = 0$$

Dans certains cas expérimentaux, il est possible de fixer les valeurs de $n_{\parallel}$ ou de $n_{\perp}$, et il est donc utile d'étudier les propriétés de la relation de dispersion dans les cas précis suivants / 3 /.

a) $n_{\parallel}$ est supposé constant et réel, et $n_{\perp}$ est une fonction des paramètres S, P, D . Dans ce cas, la relation de dispersion est de la forme :

$$n_{\perp}^4 S - n_{\perp}^2 \left[(S - n_{\parallel}^2) (S + P) - D^2 \right] + P \left[(S - n_{\parallel}^2)^2 - D^2 \right] = 0$$

- Une résonnance perpendiculaire $n_{\perp} \rightarrow \infty$ est obtenue pour

$$S = 0$$

Cette condition donne, en négligeant les courants de déplacement :

$$\sum_k \frac{\omega_{Pk}^2}{\omega^2 - \omega_{ck}^2} = 0$$

Pour un plasma d'une espèce ionique, cette condition est remplie à $\omega = (\omega_{ci} \omega_{ce})^{1/2}$, la fréquence hybride inférieure. Dans le domaine de fréquences considéré, soit $\omega \sim \omega_{ci} \ll \omega_{ce}$ cette condition peut être remplie dans un plasma de deux espèces ioniques (Hydrogène et Deutérium par exemple) à une fréquence circulaire :

$$\omega_{HYB} = \left(\frac{\omega_{p1}^2 \omega_{c2}^2 + \omega_{p2}^2 \omega_{c1}^2}{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2} \right)^{1/2}$$

qu'on appellera fréquence hybride ionique, toujours comprise entre les deux fréquences cyclotroniques ioniques. Cette résonance est une résonance "plasma" en ce sens que la charge d'espace engendrée par les mouvements imposés aux particules du plasma, joue un rôle essentiel / 4 /.

- La condition de cutoff pour $n_{\perp}$, soit $n_{\perp} = 0$ est obtenue pour :

$$P \left[(S - n_{\parallel}^2)^2 - D^2 \right] = 0$$

qui peut être aussi écrite :

$$P \left[(S - D) - n_{\parallel}^2 \right] \left[(S + D) - n_{\parallel}^2 \right] = 0$$

On a donc $n_{\perp} = 0$ dans les conditions suivantes :

cutoff plasma : $P = 0$

cutoff cyclotroniques : $n_{\parallel}^2 = (S \mp D) \begin{cases} \text{ionique} & - \\ \text{électronique} & + \end{cases}$

b) $n_{\perp}$ est supposé constant et réel et $n_{\parallel}$ est une fonction des paramètres S, P, D . Dans ce cas, la relation de dispersion est de la forme :

$$n_{\parallel}^4 P + n_{\parallel}^2 \left[(S + P) n_{\perp}^2 - 2 P S \right] + (n_{\perp}^2 - P) (n_{\perp}^2 S - S^2 + D^2) = 0$$

- Une résonance parallèle $n_{\parallel} \rightarrow \infty$ est obtenue pour :

$$P = 0$$

soit : $\omega^2 = \sum_k \omega_{pk}^2$ résonance plasma

et une autre pour :

$$S = \infty$$

soit $\omega = \omega_{ck}$ résonances cyclotroniques.

Pour une onde guidée le long du champ magnétique donc, il y a résonance à la fréquence plasma et aux fréquences cyclotroniques.

- La condition de cutoff $n_{||} = 0$ est remplie dans les conditions suivantes :

$$n_{\perp}^2 = P$$

et

$$n_{\perp}^2 = \frac{S^2 - D^2}{S}$$

2. 1. 2. Représentation de l'indice dans le plan $n_{||}^2, n_{\perp}^2$

Dans l'approximation considérée, le tracé de $n_{||}^2$ en fonction de $n_{\perp}^2$ est une courbe quadratique au plus, c'est-à-dire une hyperbole, parabole ou droite. La relation de dispersion peut être réduite à la forme suivante / 5 /.

$$\left(n_{\perp}^2 + n_{||}^2 - \left[S + \frac{D^2}{P-S} \right] \right) \left(\frac{S}{P} n_{\perp}^2 + n_{||}^2 - \left[S - \frac{D^2}{P-S} \right] \right) + \frac{D^2(P-L)(P-R)}{(P-S)^2} = 0$$

où

$$L = S - D$$

$$R = S + D$$

Cette équation est celle d'une hyperbole avec asymptotes (figure 1)

$$n_{\perp}^2 + n_{||}^2 = S + \frac{D^2}{P-S}$$

et

$$\frac{S}{P} n_{\perp}^2 + n_{||}^2 = S - \frac{D^2}{P-S}$$

La première asymptote est une droite inclinée à 135° par rapport à l'horizontale et intersecte les axes $n_{||}^2$ et $n_{\perp}^2$ à

$$n_{||}^2 = S + \frac{D^2}{P-S}, \quad n_{\perp}^2 = 0$$

$$n_{\perp}^2 = S + \frac{D^2}{P-S}, \quad n_{||}^2 = 0$$

La deuxième asymptote tourne dans le plan $(n_{||}^2, n_{\perp}^2)$ quand l'on varie les paramètres du plasma et en représente toutes les propriétés anisotropiques.

La deuxième asymptote intersecte les axes à

$$n_{||}^2 = S - \frac{D^2}{P-S}, \quad n_{\perp}^2 = 0$$

et

$$n_{\perp}^2 = P \left(1 - \frac{D^2}{S(P-S)} \right), \quad n_{||}^2 = 0$$

Pour $S = 0$ (résonance hybride, $n_{\perp} \rightarrow \infty$, $\omega \rightarrow \omega_{HYB}$), la deuxième asymptote est parallèle à l'axe $n_{\perp}^2$. Elle intersecte l'axe $n_{\parallel}^2$ à $-D_0^2/P_0 > 0$.

Pour $S \lesssim 0$ ($\omega \lesssim \omega_{HYB}$) cette asymptote intersecte l'axe $n_{\parallel}^2 = 0$ à $n_{\perp}^2 < 0$ formant un angle $> 90^\circ$ avec cet axe.

Pour $S \gtrsim 0$ ($\omega \gtrsim \omega_{HYB}$), la deuxième asymptote intersecte l'axe $n_{\parallel}^2 = 0$ à $n_{\perp}^2 < 0$ formant un angle $< 90^\circ$ avec celui-ci.

Pour $S \rightarrow \infty$ (résonance cyclotronique, $n_{\parallel} \rightarrow \infty$, $\omega \rightarrow \omega_c$) la deuxième asymptote est parallèle à l'axe $n_{\parallel}^2$. Elle intersecte l'axe $n_{\perp}^2$ à $n_{\perp}^2 \approx P(S^2 + D^2)/S^2$.

Dans ces conditions, la première asymptote intersecte les axes à $n_{\parallel}^2$, $n_{\perp}^2 = [P - (D-S)(D+S)]/S > 0$ ($\sim \omega_{pi}^2/\omega_{ci}^2$ pour un plasma d'une espèce ionique).

De part et d'autre de la résonance cyclotronique, $S \gg 0$ pour $\omega \lesssim \omega_c$, ou $S \ll 0$ pour $\omega \gtrsim \omega_c$.

Pour $D = 0$, condition réalisable aux basses fréquences dans un plasma de deux espèces ioniques, l'hyperbole se réduit à deux droites:

$$\begin{aligned} n_{\perp}^2 + n_{\parallel}^2 &= S \\ \frac{S}{P} n_{\perp}^2 + n_{\parallel}^2 &= S \end{aligned}$$

qui se croisent sur l'axe $n_{\perp}^2 = 0$ à $n_{\parallel}^2 = S$.

En traversant cette limite les deux cutoffs $n_{\perp} = 0$ intervertissent leur position relative le long de l'axe $n_{\parallel}$. Dans un plasma de deux espèces d'ions de composition constante (masses $m_1 < m_2$) les conditions $S = 0$ et $D = 0$ ne dépendent pas de la densité et ont lieu pour des valeurs différentes de ω/ω_{c1} , $m_1/m_2 < (\omega/\omega_{c1})_{S0} < (\omega/\omega_{c1})_{D0} < 1$. Pour $(\omega/\omega_{c1}) \lesssim (\omega/\omega_{c1})_{S0}$, $S < 0$ et $D > 0$; pour $(\omega/\omega_{c1})_{S0} < (\omega/\omega_{c1}) < (\omega/\omega_{c1})_{D0}$, $S > 0$ et $D > 0$; pour $(\omega/\omega_{c1}) > (\omega/\omega_{c1})_{D0}$, $S > 0$ et $D < 0$. S et D divergent ensemble aux fréquences cyclotroniques $(\omega/\omega_c) = 1$.

Considérons la figure 1 et un plasma de deux espèces ioniques, $m_1 < m_2$. On peut libeller "supérieure" et "inférieure" les deux branches de l'hyperbole, selon leur position relative le long de l'axe $n_{\parallel}^2$. Chaque branche possède une aile à $n_{\perp}^2$ faible (ω/k grand, aile rapide) et une aile à $n_{\perp}^2$ grand (ω/k petit, aile lente).

Pour $n_{\parallel}^2 = \text{constante}$ et pour un choix donné des paramètres, on obtient en général deux valeurs de $n_{\perp}^2 \gtrless 0$ solutions de la relation de dispersion.

Dans le cas le plus général, une des deux solutions $n_{\perp}^2$ est petite en valeur absolue (onde rapide) et l'autre est grande (onde lente).

Ces solutions se situent sur la même branche de l'hyperbole si $S > 0$ et une sur chaque branche pour $S < 0$. En particulier, pour $S > 0$, on peut avoir une solution double ou pas de solutions, respectivement dans le cas où la droite $n_{||}^2 = \text{constante}$ est tangente à un des apex de l'hyperbole, et quand elle se trouve entre les deux.

Pour $S = 0$, si $n_{||}^2 = -D_0^2/P_0 > 0$, intersection de l'asymptote variable avec l'axe $n_{||}$, on obtient une solution propagative $n_{\perp}^2 = +\infty$ et une solution évanescence $n_{\perp}^2 = -\infty$. Si $0 < n_{||}^2 < -D_0^2/P_0$ on obtient une solution propagative $n_{\perp}^2 = +\infty$ et une solution évanescence $n_{\perp}^2 < 0$ et fini. Si $n_{||}^2 > -D_0^2/P_0 > 0$ on obtient deux solutions $n_{\perp}^2$ propagatives, dont une divergente, et l'autre finie.

En augmentant encore $n_{||}^2$, on atteint la condition $n_{||}^2 = +D_0 > 0$, qui donne une solution $n_{\perp}^2 = 0$ (cutoff électronique) et une solution propagative divergente. Pour $n_{||}^2 > +D_0 > 0$ seule la solution divergente est propagative.

Pour $D = 0$, si $n_{||}^2 = S_0 > D_0$ intersection commune de l'hyperbole (dégénérée en deux droites) avec l'axe $n_{||}$, on obtient deux solutions nulles $n_{\perp}^2 = 0$ (coïncidence du cutoff électronique et ionique). Si $n_{||}^2 \geq S_0$ on obtient une seule solution propagative $n_{\perp}^2 > 0$.

Pour $\omega \rightarrow \omega_{ci}$, $S \rightarrow -D \rightarrow \infty$, $S-D$ diverge, $S + D > 0$, et on obtient une solution propagative non divergente si $0 < n_{||}^2 < S + D$.

2. 1. 3. Domaines de propagation pour un plasma de deux espèces ioniques

On s'intéresse plus spécialement au cas où le $k_{||}$ de l'onde est fixé.

En résolvant la relation de dispersion par rapport à $n_{\perp}^2$ on obtient :

$$n_{\perp}^2 = \frac{(S - n_{||}^2)(S + P) - D^2 \pm \sqrt{\Delta}}{2S}$$

avec

$$\Delta = [(S - n_{||}^2)(S + P) - D^2]^2 - 4SP[(S - n_{||}^2)^2 - D^2]$$

Pour $\Delta > 0$ on obtient en général deux racines distinctes, positives (propagatives) ou négatives (évanescences). Pour $\Delta = 0$ les solutions coïncident. Pour $\Delta < 0$ il n'y a pas de solutions propagatives.

Dans un plan ω/ω_{ci} , $X = \omega_{pi}^2/k_{||}^2 C^2 > 0$, les domaines propagatifs $n_{\perp}^2 > 0$ sont délimités par les courbes de cutoff, $n_{||}^2 = S \pm D > 0$, la courbe $\Delta = 0$ lieu des solutions doubles, et les droites $S = 0$, $S = \infty$. Ces courbes sont représentées schématiquement dans la figure 2 pour un plasma de deux espèces ioniques $m_1 < m_2$ de composition constante $N_1 = N_2$, dans le plan ω/ω_{ci} et X_1 .

- Les deux courbes de cutoff ionique $n_{\parallel}^2 = S - D$ coupent l'axe $X_1 = 0$ à $\omega = \omega_{c1}$ et $\omega = \omega_{c2}$.
- La courbe de cutoff électronique $n_{\parallel}^2 = S + D$ croise la droite $S = 0$ pour $n_{\parallel}^2 = +D_0 > 0$.
- Une courbe de cutoff ionique $n_{\parallel}^2 = S - D$ coupe la courbe de cutoff électronique pour $D = 0$.
- La courbe de branchement $\Delta = 0$ passe par ce même point et croise la droite $S = 0$ pour $n_{\parallel}^2 = -D_0^2/P_0$, et la droite $\omega = \omega_{c1}$ $S = -D = +\infty$ à $X_1 = 0$ (densité nulle).

Se référant aux considérations du paragraphe précédent, on a hachuré, sur la figure 2, les domaines propagatifs $n_{\parallel}^2 > 0$. Les domaines où il y a deux solutions propagatives sont doublement hachurés.

Cette figure peut être utilisée pour étudier la propagation à $k_{\parallel} = \text{constante}$ dans un plasma uniforme pour un champ magnétique faiblement inhomogène ($\omega_{pi}^2/k_{\parallel}^2 c^2$ fixe) ou dans un plasma faiblement inhomogène immergé dans un champ magnétique uniforme.

2. 1. 4. Propagation à $n_{\parallel}^2 = \text{constante}$ pour un champ magnétique faiblement inhomogène

Les considérations des paragraphes précédents sont illustrées dans la figure 3, tracée à l'aide d'un programme numérique pour un plasma de densité uniforme composé de 50 % d'Hydrogène et de 50 % de Deutérium, dans le domaine $\omega \sim (\omega_{cH} \omega_{cD})^{1/2}$ pour $k_{\parallel} = \text{constante}$. A ces fréquences, le cas de deux espèces est plus illustratif que celui d'une espèce, car pour ce dernier S reste loin de zéro.

Considérons donc la propagation d'ondes électromagnétiques de fréquence et $k_{\parallel}^2$ fixés ($\nu = 10 \text{ Mhz}$, $k_{\parallel}^2 = 0.1 \text{ cm}^{-2}$) dans un plasma de densité uniforme et constante $n_{\parallel} = n_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ immergé dans un champ magnétique variable. Dans ces conditions, pour $S = 0$, $-D_0^2/P_0 < n_{\parallel}^2 < +D_0$ (figure 2) et le cutoff électronique $n_{\parallel}^2 = S + D$ a lieu à un champ magnétique plus fort que le cutoff ionique $n_{\parallel}^2 = S - D$.

Pour des champs magnétiques suffisamment forts, $S < 0$ et $S + D > n_{\parallel}^2$: dans ces conditions il n'y a pas de solutions propagatives. En diminuant le champ magnétique, on arrive à la condition de cutoff électronique

$$\left(\frac{k_{\parallel}^2 c^2}{\omega^2} \right) = n_{\parallel}^2 = S + D \quad \text{soit} \quad \omega_{cH} = \omega_1$$

condition à laquelle l'aile rapide de la branche supérieure de l'hyperbole coupe l'axe $k_{\perp}^2 = 0$ à $k_{\parallel 0}^2$. Pour des champs magnétiques plus faibles $\omega_{cH} < \omega_1$ on a une solution propagative (onde rapide) jusqu'à ce que la condition

$$S = 0, \text{ soit } \omega_{cH} = \omega_o^2 / \omega_{cD} = \omega_2$$

soit remplie. Dans cette condition, on a, outre à une solution propagative à faible $k_{\perp}^2$ (onde rapide), une solution propagative divergente (onde lente, résonance hybride ionique). En diminuant encore le champ magnétique $\omega_{cH} < \omega_2$, les deux solutions se rapprochent et coïncident quand la condition $\Delta = 0$ est atteinte une première fois

$$\frac{\omega_o^2}{c^2} \left[S - \frac{D^2(S+P) - 2D\sqrt{SP(D^2 - (S-P)^2)}}{(S-P)^2} \right] = k_{\parallel 0}^2$$

soit

$$\omega_{cH} = \omega_3$$

Dans ces conditions, la droite $k_{\parallel}^2 = k_{\parallel 0}^2$ est tangente à la branche supérieure de l'hyperbole.

En diminuant le champ magnétique de façon à ce que $\omega_{cH} < \omega_3$ il n'y a pas de solutions $n_{\perp}^2$ réelles tant que $\Delta < 0$; quand la condition $\Delta = 0$ est atteinte, une deuxième fois, les solutions $k_{\perp}^2$ sont coïncidentes et négatives, correspondant à la tangence de $k_{\parallel}^2 = k_{\parallel 0}^2$ avec la branche inférieure de l'hyperbole. Les deux solutions sont négatives jusqu'à la condition de cutoff ionique

$$k_{\parallel 0}^2 = \frac{\omega_o^2}{c^2} (S - D) \text{ soit } \omega_{cH} = \omega_4$$

condition à laquelle l'aile rapide de la branche inférieure de l'hyperbole coupe l'axe $k_{\perp}^2 = 0$ à $k_{\parallel}^2 = k_{\parallel 0}^2$.

En diminuant le champ magnétique de façon que $\omega_{cH} < \omega_4$ on a une solution propagative (onde rapide) qui tend vers

$$k_{\perp}^2 \rightarrow \frac{\omega_o^2}{c^2} \left[\frac{S^2 - D^2}{S} - 2n_{\parallel 0}^2 \right] > 0$$

pour

$$\omega_{cH} \rightarrow \omega_o$$

On voit ainsi que pour l'onde qui peut se propager à $\omega_{ci} = \omega_o$ pour $k_{\parallel}^2$ imposé, la fréquence cyclotronique est dépassée sans problème. (Pour $k_{\parallel 0}^2 = 0$ la vitesse de phase $\omega_o/k_{\perp}$ est égale à la vitesse d'Alfvén $c \cdot [\omega_{ei}^2 / \omega_{pi}^2]^{1/2}$ quand $\omega_{ci} = \omega_o$).

Ces conditions sont illustrées dans la figure 4 où l'on donne les valeurs réelles et imaginaires de $k_{\perp}$ pour un plasma $n_H = n_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ à 10 Mhz, $k_{\parallel} = 0$ et 0.3 cm^{-1} en fonction de ω/ω_{cH} autour de $\omega_{cH} \omega_{cD} = \omega_o^2$.

Pour $k_{\parallel}^2 = 0$ on retrouvera d'une part la branche évanescente $k_{\perp}^2 = - (27)^2$ pour tout ω/ω_{ce} , et d'autre part la branche résonante de Buchsbaum, avec $k_{\perp}^2 \rightarrow \infty$ pour $\omega = 0.707 \omega_{ce}$ ($S = 0$).

Pour $k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$ (correspondant à la bobine d'excitation adoptée dans les expériences sur STATOR-B), la condition $n_{\parallel}^2 > -D_0^2/P_0$ est largement satisfaite, et on retrouve, autour de $\omega = 0.707 \omega_{ce}$, outre à la branche résonante une branche propagative non résonante avec

$$0.4 < k_{\perp} < 2.5 \text{ cm}^{-1}$$

ou une longueur d'onde transverse $2.6 < \lambda_{\perp} < 16 \text{ cm}$ (comparable aux dimensions transverses du plasma de STRATOR-B).

La gamme de valeurs ω/ω_{ce} pour lesquelles il n'existe pas de valeurs réelles de $n_{\perp}^2$ correspond à $\Delta < 0$. Dans cette région les solutions de la relation de dispersion sont complexes, et les ondes sont amorties même si, comme l'on a supposé ici, il n'y a pas de phénomènes dissipatifs. Dans cette bande l'amortissement n'est pas monotone, à la différence du cas où $n_{\perp}^2 < 0$. Lors de l'étude de plasmas inhomogènes, on entrevoit là une possibilité d'effet "tunnel" à travers la bande évanescente pour l'onde à faible $k_{\perp}$ si la largeur de la bande dans l'espace résulte comparable ou inférieure à la longueur d'onde de cette branche ($\geq 10 \text{ cm}$ à $\omega/\omega_{ce} = 0.75$ dans le cas de la figure 4).

2.1.5. Propagation à $n_{\parallel}^2 = \text{constante}$ dans un plasma de densité faiblement inhomogène

On considérera pour simplicité un plasma d'une seule espèce ionique. Dans ce cas, S ne s'annule qu'aux très hautes fréquences $\omega \sim \omega_{ce}$ et D n'est jamais nul. Aux basses fréquences, S est positif pour $\omega < \omega_{ci}$, diverge pour $\omega = \omega_{ci}$ et est négatif pour $\omega > \omega_{ci}$.

a) Nous considérons la propagation pour des ondes électromagnétiques, pour une valeur de $(\omega/\omega_{ci}) = \text{constante} < 1$, couplées au plasma par un enroulement extérieur imposant $k_{\parallel 0}^2 = 0.1 \text{ cm}^{-2}$ (figure 5).

Aux faibles densités, telles que $S - D < n_{\parallel 0}^2$ il y a toujours une solution propagative (onde lente).

En augmentant la densité, on arrive à la condition de cutoff ionique

$$S - D = n_{\parallel 0}^2$$

soit

$$X \equiv \frac{\omega_{pi}^2}{k_{\parallel 0}^2 c^2} = \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_0^2} \frac{1}{1 - \omega/\omega_{ci}} = X_1$$

condition à laquelle l'aile rapide de la branche supérieure de l'hyperbole coupe l'axe $k_{\perp}^2 = 0$ à $k_{\parallel 0}^2$.

Pour $X > X_1$ on a deux solutions propagatives qui se rapprochent en coïncidant quand la condition

$$\Delta = [(S - n_{\parallel}^2)(S + P) - D^2]^2 - 4 S P [(S - n_{\parallel}^2)^2 - D^2] = 0$$

est remplie une première fois.

Aux basses fréquences et pour des valeurs de $(\omega/\omega_{ci}) < 1$ autres que dans l'immédiat voisinage de 1 :

$$|P| \approx \frac{m_i}{m_e} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2} \gg |S| \approx \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} [1 - (\omega/\omega_{ci})^2]^{-1} \approx \frac{\omega_{ci}}{\omega} |D|$$

soit

$$\frac{P}{D} \sim \frac{P}{S} \sim \frac{m_i}{m_e}$$

et la condition précédente devient :

$$n_{\parallel}^2 - S \approx -\frac{D^2}{P} \pm \sqrt{-\frac{4D^2S}{P}}$$

soit pour un plasma d'une espèce ionique

$$|n_{\parallel}^2 - S| \sim |D| \sqrt{\frac{4m_e}{m_i}} \ll |D|$$

et l'on peut écrire pour la condition de coïncidence des solutions $n_{\perp}^2$:

$$n_{\parallel}^2 - S \sim 0$$

soit :

$$X = \frac{\omega_{pi}^2}{k_{\parallel 0}^2 c^2} \approx \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\omega}{\omega_{ci}}\right) \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ci}}\right) = X_2$$

qui correspond approximativement à la tangence de la droite $k_{\parallel}^2 = k_{\parallel 0}^2$ à la branche supérieure (et inférieure) de l'hyperbole.

En augmentant $X > X_2$ il n'y a pas de solutions réelles jusqu'à ce que la condition de cutoff électronique soit atteinte :

$$n_{\parallel 0}^2 = S + D$$

soit :

$$X = \frac{\omega_{pi}^2}{k_{\parallel 0}^2 c^2} \approx \frac{\omega_{ci}^2}{\omega_0^2} \left(1 + \frac{\omega}{\omega_{ci}}\right) = X_3$$

condition à laquelle l'aile rapide de la branche inférieure de l'hyperbole coupe l'axe $k_{\perp}^2 = 0$ à $k_{\parallel}^2 = k_{\parallel 0}^2$.

Pour $X > X_3$ on a une solution $k_{\perp}^2$ propagative (onde rapide) qui, si $(\omega/\omega_{ci})_0$ est choisi proche de 1 tend vers :

$$k_{\perp}^2 \sim \frac{\omega_o^2}{c^2} \left(\frac{S^2 - D^2}{S} - 2n_{||o}^2 \right)$$

b) Dans la figure 6 on a tracé en fonction de ω/ω_{ci} les courbes de cutoff $n_{\perp} = 0$ électronique et ionique :

$$X_{co} = \frac{\omega_{ci}^2}{\omega^2} \left(1 \mp \frac{\omega}{\omega_{ci}} \right)$$

et la courbe de la condition approchée de tangence à l'hyperbole, ou condition de branchement :

$$X_{BR} \approx \frac{\omega_{ci}^2}{\omega^2} \left(1 + \frac{\omega}{\omega_{ci}} \right) \left(1 - \frac{\omega}{\omega_{ci}} \right)$$

Pour fixer les idées, $X = \omega_{pi}^2/k_{||}^2 c^2 = 10$ correspond à un plasma d'hydrogène $N \sim 5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ pour $k_{||} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$.

Dans le domaine $(\omega/\omega_{ci}, X)$ à droite de la courbe de cutoff électronique seules les ondes rapides peuvent se propager. Dans l'approximation considérée l'onde peut se propager quel que soit ω/ω_{ci} .

Dans le domaine $\omega/\omega_{ci} < 1$ à gauche de la courbe de cutoff ionique seule l'onde lente peut se propager.

L'onde lente ne peut se propager dans un plasma froid quand $k_{||}$ est limité que si la fréquence est inférieure à la fréquence cyclotronique des ions dans tout le plasma.

La bande étroite comprise entre la courbe de cutoff ionique et le branchement correspond au domaine propagatif commun pour les ondes lentes et rapides.

Dans le domaine $(\omega/\omega_{ci}, X)$ compris entre le branchement et la courbe de cutoff électronique il n'existe pas d'ondes propagatives.

Considérons la figure 6. Pour $\omega/\omega_{ci} < 1$, si à partir de la droite (X grand) de la courbe de cutoff inférieur, on se déplace vers la gauche, on passe d'un domaine propagatif à faible $k_{\perp}^2$ (ondes rapides) à une frontière correspondant à la condition de cutoff électronique. La condition de branchement ne peut être atteinte de ce côté qu'après avoir traversé une bande évanescence. Entre le branchement et le cutoff ionique ($k_{\perp}^2 = 0$) le milieu est à nouveau propagatif pour l'onde rapide. Au point de branchement, une onde lente (grand $k_{\perp}^2$) apparaît et le milieu reste propagatif pour cette onde jusqu'aux faibles densités $X \sim 0$.

Dans un milieu inhomogène, donc, une onde rapide se propageant à $\omega/\omega_{ci} < 1$ dans la direction de densité (X) décroissante à

partir d'une zone à forte densité (X) sera en partie réfléchi vers les grands X en franchissant la condition de cutoff électronique et en partie atteindra par évanescente la zone de branchement avec une onde lente et ensuite le cutoff ionique, où une deuxième réflexion vers les grands X aura lieu. Les fractions réfléchies et couplées dans l'onde lente de l'énergie d'une onde rapide venant d'une zone à forte densité sont déterminées par la distance dans l'espace entre les trois couches singulières rencontrées, par rapport à la longueur d'onde d'origine (grand X). Le problème sera traité plus en détail par la suite.

2.2. Polarisation

L'amplitude relative des composantes du champ électrique d'une onde dans le plasma est obtenue des cofacteurs du déterminant / A / de l'équation d'onde pour / A / = 0, soit, pour $k_y = 0$:

$$E_x \approx (S - n^2)(P - n_{\perp}^2)$$

$$E_y \approx -i D (P - n_{\perp}^2)$$

$$E_z \approx (n^2 - S) n_{\parallel} n_{\perp}$$

avec $n^2 = n_{\parallel}^2 + n_{\perp}^2$, $n_{\parallel} = n \cos \theta$, $n_{\perp} = n \sin \theta$, $\vec{B}_0 // \vec{z}$, θ étant l'angle entre $\vec{k}$ et $\vec{B}_0$. Dans ces expressions, n est une solution de la relation de dispersion / A / = 0.

a) La polarisation dans le plan perpendiculaire au champ magnétique statique B_0 est obtenue du rapport entre la première et la deuxième relation :

$$\pi \equiv \frac{i E_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D}$$

Le champ électrique perpendiculaire $E_{\perp} = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$ peut être aussi écrit $E_{\perp} = [(E^+)^2 + (E^-)^2]^{1/2}$ où

$$E^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}} (E_x \pm i E_y)$$

Pour $E \propto e^{i\omega t}$, E^+ est un vecteur qui tourne autour du champ magnétique dans le sens de giration des électrons, E^- un vecteur tournant dans le sens de giration des ions.

Quand
$$\pi = \frac{i E_x}{E_y} = +1$$

E^- est nul, et le champ tourne dans le sens des électrons, $E = E^+$ (polarisation circulaire électronique).

Quand
$$\pi = \frac{i E_x}{E_y} = -1$$

E^+ est nul, et le champ tourne dans le sens des ions, $E = E^-$. (polarisation circulaire ionique)

Quand
$$\bar{\pi} = \frac{i E_x}{E_y} = \begin{cases} \infty \\ 0 \end{cases}$$

$E^- = \pm E^+$ et le champ est linéairement polarisé selon x ou y respectivement.

b) La valeur relative du champ électrique $E_{||}$ parallèle au champ magnétique dans les deux cas de polarisation circulaire $\bar{\pi} = \pm 1$, $E^+ = 0$ ($iE_x = \pm E_y$) est donnée par

$$\frac{E_{||}}{E_{\perp}} = \frac{1}{\sqrt{2}} \frac{n_{||} n_{\perp}}{n_{\perp}^2 - P}$$

c) Dans le cas $\bar{\pi} = \infty$, soit $E_y \ll E_x = E_{\perp}$, on obtient :

$$\frac{E_{||}}{E_{\perp}} \simeq \frac{n_{||} n_{\perp}}{n_{\perp}^2 - P}$$

d) Quand $\bar{\pi} = 0$, soit $E_x \ll E_y = E_{\perp}$, on obtient

$$\frac{E_{||}}{E_{\perp}} = i \frac{n_{||} n_{\perp}}{D} \frac{n^2 - S}{P - n_{\perp}^2}$$

2. 2. 1. Polarisation dans les domaines propagatifs, $n_{||}^2 = \text{constante}$

A/ Dans le cas le plus général, les domaines propagatifs (ω/ω_c , $\omega_{pi}/c^2 k_{||}^2$) sont délimités par les courbes de cutoff $n_{\perp}^2 = 0$ et les courbes de branchement $\Delta = 0$.

a) Conditions de cutoff $n_{\perp}^2 = 0$

Cette condition est réalisée pour

$$n_{||}^2 = S \pm D \begin{cases} + \text{ électronique} \\ - \text{ ionique} \end{cases}$$

La polarisation est donnée par

$$\bar{\pi} = \frac{i \bar{E}_x}{E_y} = \frac{S \pm D - S}{S} = \pm 1$$

et le champ électrique transverse est polarisé circulairement, dans le sens électronique ($E_{\perp} = E^+$) ou dans le sens ionique ($E_{\perp} = E^-$), d'où le nom donné à ces limites.

On a aussi

$$\frac{\bar{E}_{||}}{E_{\perp}} = \frac{n_{||} n_{\perp}}{n_{\perp}^2 - P} = 0$$

b) Condition de branchement $\Delta = 0$

Loin de la transition $S = -D = \infty$ ($\omega = \omega_{ci}$), $P \gg S, D$ et on peut écrire pour cette condition

$$n_{||}^2 - S \approx -\frac{D^2}{P} \mp \sqrt{-\frac{4D^2S}{P}}$$

Dans ces conditions la racine double est donnée par

$$n_{\perp}^2 \approx \frac{(S - n_{||}^2)P}{2S}$$

et on peut écrire

$$\pi = \frac{i E_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D} = \frac{n_{||}^2 - S}{D} \left(1 - \frac{P}{2S}\right)$$

Pour $|S| \gg |D^2/P|$ cette expression devient :

$$\pi \approx \left(-\frac{P}{S}\right)^{1/2} \approx \left(-\frac{P}{n_{||}^2}\right)^{1/2} \gg 1$$

et la polarisation est quasi-plane $E^- \approx E^+$.

Dans ces conditions on a aussi

$$\frac{E_{||}}{E_{\perp}} = \frac{n_{||} n_{\perp}}{n_{\perp}^2 - P} \approx n_{||} \frac{n_{\perp}}{P} = n_{||} \left(\frac{D^2}{SP^3}\right)^{1/4} \ll 1$$

Pour $|S| \ll |D^2/P|$ on obtient

$$\pi \approx \frac{D}{2S} \gg \frac{P}{2D} \gg 1$$

avec le même résultat que ci-dessus.

B/ La détermination de la valeur de la polarisation pour des valeurs particulières des paramètres est obtenue en utilisant les solutions de la relation de dispersion.

c) Solutions autour de $S = 0$, $n_{||}^2 = \text{constante}$

Autour de la condition $S = 0$ les deux solutions de la relation de dispersion trouvent une forme approchée, obtenue en négligeant respectivement le dernier et le premier terme de cette relation

$$n_{\perp}^2(+)\approx \frac{(S-n_{||}^2)(S+P)-D^2}{S}$$

$$n_{\perp}^2(-)\approx \frac{P[(S-n_{||}^2)^2-D^2]}{(S-n_{||}^2)(S+P)-D^2}$$

Cette approximation est valable pour autant que $n_{\perp}^2(+)\gg n_{\perp}^2(-)$ la limite de validité correspondant à la condition de branchement $\Delta = 0$, où les solutions exactes coïncident. Aux basses fréquences, et pour $\omega/\omega_{ci} < 1$ autres que dans l'immédiat voisinage de 1, $|P|\gg |S|/D$ la limite de validité correspond à

$$n_{\parallel}^2 - S > -\frac{D^2}{P} \mp \sqrt{-\frac{4D^2S}{P}}$$

Pour $|P|\gg |S|/D$, les solutions approchées s'écrivent

$$n_{\perp}^2(+)\simeq \frac{(S-n_{\parallel}^2)P-D^2}{S} = -\frac{P}{S}(n_{\parallel}^2-S+D^2/P)$$

$$n_{\perp}^2(-)\simeq \frac{(S-n_{\parallel}^2)^2-D^2}{(S-n_{\parallel}^2)-D^2/P} = -\frac{(S-n_{\parallel}^2)^2-D^2}{(n_{\parallel}^2-S)+D^2/P}$$

La solution $n_{\perp}^2(+)$ diverge pour $S\rightarrow 0$ (résonance hybride). La solution $n_{\perp}^2(-)$ est nulle pour $n_{\parallel}^2 = S \pm D$ (cutoff électronique et ionique), et est régulière pour $S=0$.

La polarisation de la solution divergente est donnée par

$$\pi_+ = \frac{i E_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D} \simeq \frac{(n_{\parallel}^2 - S) - [(n_{\parallel}^2 - S) + D^2/P]P/S}{D}$$

et on obtient

$$\lim_{S\rightarrow 0} \pi_+ > \frac{P}{SD} \sqrt{-\frac{4D^2S}{P}} = -\left(\frac{4P}{-S}\right)^{1/2} \rightarrow \infty$$

soit $E_y \sim 0$, $E_{\perp} = E_x$, $E^- = E^+$ et la polarisation est plane à $S=0$. On a aussi

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} = \frac{n_{\parallel} n_{\perp}}{n_{\perp}^2 - P} \sim n_{\parallel} \left(\frac{-S}{4D^2P}\right)^{1/4} \rightarrow 0$$

pour $S\rightarrow 0$, soit $E_{\parallel} = 0$.

La polarisation de la solution régulière est donnée par

$$\pi_- = \frac{i E_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D} \sim \frac{D \left(1 + \frac{n_{\parallel}^2 - S}{P}\right)}{(n_{\parallel}^2 - S) + D^2/P}$$

valable pour

$$(n_{\parallel}^2 - S) + \frac{D^2}{P} > \sqrt{\frac{4D^2S}{-P}}$$

Par ailleurs, autour de $S=0$ la solution est propagative pour $n_{\parallel}^2 - S \leq D \ll P$ et dans ce domaine on peut écrire

$$\pi_- \approx \frac{D}{n_{||}^2 - S}$$

La polarisation de cette onde varie avec $n_{||}^2$. Proche du cutoff électronique

$$-\frac{D^2}{P} \ll (n_{||}^2 - S) \lesssim D$$

$\pi(-) \rightarrow +1$ et la polarisation est circulaire dans le sens des électrons
 $E_{\perp} = E^+$, $E^- = 0$.

En diminuant $n_{||}^2$, E^- augmente, et à la limite de validité de cette approximation, on obtient

$$\pi_- = \frac{D}{\left[-\frac{4D^2S}{P}\right]^{1/2}} = \left(-\frac{P}{4S}\right)^{1/2} \rightarrow \infty$$

pour $S \rightarrow 0$, soit une polarisation plane $E_y = 0$, $E^- = E^+$.

La polarisation aux densités intermédiaires, dès qu'on s'écarte suffisamment du cutoff électronique :

$$-\frac{D^2}{P} \ll (n_{||}^2 - S) \ll D$$

est presque plane, soit

$$\pi_- \approx \frac{D}{n_{||}^2 - S} \gg 1$$

d) Solutions autour de $D = 0$, $n_{||}^2 = \text{constante}$

Autour de la condition $D = 0$, on peut réduire le discriminant Δ à un simple carré / 7 / :

$$\begin{aligned} \Delta &= \left[(S - n_{||}^2)(S + P) - D^2 \right]^2 - 4SP \left[(S - n_{||}^2) - D^2 \right] \\ &\approx \left[(S - n_{||}^2)(S - P) + D^2 \right]^2 \end{aligned}$$

où on a négligé le terme $-4D^2S(S - n_{||}^2 - P)$.

Les solutions de la relation de dispersion deviennent

$$n_{\perp}^2 = \frac{(S - n_{||}^2)(S + P) - D^2 \pm [(S - n_{||}^2)(S - P) + D^2]}{2S}$$

soit

$$n_{\perp}^2(-) \approx \frac{P}{S} \left[(S - n_{||}^2) - \frac{D^2}{P} \right]$$

$$n_{\perp}^2(+) \approx (S - n_{||}^2)$$

Les solutions sont identiques, dans la limite $D \rightarrow 0$, à celles obtenues autour de $S = 0$.

Pour $n_{\parallel}^2 < S + D = S_0$ à $D = 0$, seule la solution $n_{\perp}^2 (+)$ est propagative.

La polarisation est donnée par

$$\pi = \frac{i E_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D} \approx \frac{(n_{\parallel}^2 - S) + (S - n_{\parallel}^2)}{D} = 0$$

soit $E_y \gg E_x$, $E^+ = -E^-$ et la polarisation est plane, avec le champ électrique perpendiculaire à $\hat{B}_0 // \hat{z}$ et à $\hat{k}$ ($k_y = 0$ dans le système d'axes choisi). On a aussi

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} = \frac{n_{\parallel} n_{\perp}}{i D} \frac{n^2 - S}{S - n_{\perp}^2} \rightarrow 0$$

e) Transition $S = -D = \infty$, $n_{\parallel}^2 = \text{constante}$

Autour de cette condition la solution propagative pour $n_{\parallel}^2 < S + D$ s'écrit

$$n_{\perp}^2 \approx \frac{S^2 - D^2}{S} - 2 n_{\parallel}^2$$

On obtient donc

$$\pi = \frac{i E_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D} = \frac{1}{D} \left(\frac{S^2 - D^2}{S} - n_{\parallel}^2 \right) \approx - \frac{D}{S} \rightarrow +1$$

pour $\omega \rightarrow \omega_{ci}$. La polarisation est circulaire dans le sens des électrons, $E_{\perp} = E^+$, $E^- = 0$, quelle que soit la valeur de $n_{\parallel}^2$. On a aussi

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} = n_{\parallel} [(S + D) - n_{\parallel}^2] \left[\frac{S^2 - D^2}{S} - 2 n_{\parallel}^2 \right]$$

Dans cette expression tous les termes sont finis et de l'ordre de $\omega_{pi}^2 / \omega_{ci}^2$ à $\omega = \omega_{ci}$. Pour $n_{\parallel}^2 = 0$, $(S + D)$ et $S^2 - D^2 / 2S$ on obtient $E_{\parallel} = 0$.

Pour d'autres valeurs de $n_{\parallel}^2 < S + D$ un important champ électrique parallèle au champ magnétique peut apparaître, d'autant plus grand que la densité est grande

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} \sim n_{\parallel} \left(\frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} \right)^{3/2}$$

2.2.2. Conclusion

Les résultats de l'analyse précédente sont résumés dans la figure 7 sur laquelle sont indiquées les valeurs relatives de la composante ionique E^- du champ électrique. A titre d'exemple, considérons le domaine de densité tel que

$$-\frac{D_o^2}{P_o} \ll n_{||}^2 \ll D_o$$

Dans ces conditions une onde se propageant dans un champ magnétique faiblement inhomogène, de la zone à faible champ, $\omega/\omega_{ci} \sim 1$ vers la zone à fort champ $\omega/\omega_{ci} \sim 0.5$ voit sa polarisation varier comme suit ($\epsilon \ll 1$) :

Condition	Polarisation	$ E^+ $	$ E^- $
$S = \infty$ $D = 0$ $n_{ }^2 = S - D$	$\pi = +1$ $\pi = 0$ $\pi = -1$	$E_{\perp}$ $E_{\perp} / \sqrt{2}$ 0	0 $E_{\perp} / \sqrt{2}$ $E_{\perp}$
$\Delta < 0$			
$\Delta = 0$ $S = 0$ $n_{ }^2 = S + D$	$\pi = (P/n_{ })^{1/2} \gg 1$ $\left\{ \begin{array}{l} \pi_+ = (P/S)^{1/2} \rightarrow \infty \\ \pi_- = (D/n_{ }) \gg 1 \end{array} \right.$ $\pi = +1$	$E_{\perp} / \sqrt{2} (1 + \epsilon^2)$ $E_{\perp} / \sqrt{2}$ $E_{\perp} / \sqrt{2} (1 + \epsilon)$ $E_{\perp}$	$E_{\perp} / \sqrt{2} (1 - \epsilon^2)$ $E_{\perp} / \sqrt{2}$ $E_{\perp} / \sqrt{2} (1 - \epsilon)$ 0

En diminuant la densité $D_o \rightarrow n_{||}^2$ on approche de la condition de cutoff électronique pour la solution régulière à $S = 0$, et la polarisation de cette onde passe de plane à elliptique, pour devenir circulaire à $D_o = n_{||}^2$. Dans ces conditions la polarisation au passage de la condition $\Delta = 0$ est encore > 1 .

En diminuant encore la densité $S_o \rightarrow n_{||}^2$ on approche une polarisation circulaire à $\Delta = 0$.

2. 3. Phénomènes autour de $S = 0$ pour un plasma de deux espèces d'ions

Les vitesses de dérive des particules d'un plasma magnétisé $\vec{B}_0 // \vec{z}$ soumis à un champ électromagnétique d'amplitude $E_{\perp} = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$ sont données par

$$V_i^{\pm} = \frac{ic}{B_0} \frac{\omega_{ci}}{\omega \pm \omega_{ci}} E^{\pm}$$

$$V_e^{\pm} = -\frac{ic}{B_0} \frac{\omega_{ce}}{\omega \pm \omega_{ce}} E^{\pm}$$

avec

$$E^{\pm} = E_x \pm i E_y, \quad v^{\pm} = v_x \pm i v_y$$

Dans un plasma de deux espèces ioniques, autour de la condition $S = 0$, soit $\omega_{c2} < \omega < \omega_{c1}$, E^- peut être appréciable ($E^- \rightarrow E^+$ entre $\Delta \approx 0$ et cutoff ionique) engendrant pour les deux espèces d'ions des vitesses importantes et en opposition de phase.

Une conséquence générale est que l'énergie du mouvement relatif des deux espèces d'ions peut être thermalisée directement par collisions ion-ion.

2. 3. 1. Charge d'espace

Une deuxième conséquence est la compensation, en général partielle, de la charge d'espace engendrée par les mouvements ioniques.

Pour la solution $n_{\perp}^2$ singulière à $S = 0$, la polarisation est quasi-plane ($E_x \gg E_y$) autour de cette condition et exactement plane à $S = 0$; quelle que soit la densité :

$$E^+ = E^- = E_x \quad \text{à} \quad S = 0, \quad \text{toute densité.}$$

Autour de $S = 0$, on peut écrire, avec $E^+ \sim E^- \sim E_x$:

$$V_{ix} = \frac{1}{2} (V_i^+ + V_i^-) \approx \frac{ic E_x}{B_0} \frac{\omega_{ci} \omega}{\omega^2 - \omega_{ci}^2}$$

L'amplitude des déplacements le long de la direction du champ électrique est obtenue par intégration des vitesses sur une période. Aux basses fréquences

$$x_{i0} = \frac{c E_x}{B_0} \frac{\omega_{ci}}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} \quad x_{e0} \sim -\frac{c}{\omega_{ce}} \frac{E_x}{B_0} \ll x_{i0}$$

Les électrons étant quasi immobiles, on peut écrire pour le champ électrostatique engendré par ces déplacements :

$$\begin{aligned}\bar{E}_S &\approx 4\pi e \sum_i n_i x_{i0} = \\ &= E_x \sum_i \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2}\end{aligned}$$

soit

$$\bar{E}_S = S E_x$$

et $E_S \approx 0$ quand $S = 0$, soit $\omega = \left(\frac{\omega_{p1}^2 \omega_{c2}^2 + \omega_{p2}^2 \omega_{c1}^2}{\omega_{p1}^2 + \omega_{p2}^2} \right)^{1/2} = \omega_{HYB}$

Pour la solution non singulière à $S = 0$, la polarisation autour de $S = 0$ varie avec la densité :

$$\pi \approx \frac{D \left(1 + \frac{n_{||}^2 - S}{P} \right)}{(n_{||}^2 - S) + D^2/P}$$

soit pour $S = 0$ une polarisation circulaire (électronique) à $D_0 = n_{||}^2$ (faibles densités) et rigoureusement plane à $-D_0^2/P_0 = n_{||}^2$ (très hautes densités).

Quand la densité est suffisamment élevée

$$D_0 \gg n_{||}^2$$

on obtient pour la solution non singulière

$$\pi \gg 1, \quad E_x \gg \bar{E}_y$$

et les considérations ci-dessus sur le champ électrostatique sont applicables avec une approximation raisonnable.

Quand la densité est faible, et on est proche de la condition de cutoff ionique, la polarisation est elliptique et la neutralisation de la charge d'espace à $S = 0$ est moindre.

2.3.2. Amplitude du champ électrique

L'amplitude du champ électrique au niveau de la couche $S = 0$ dépend des conditions de propagation le long du chemin d'approche de l'onde. Si l'approximation de l'optique géométrique reste valable le long du chemin d'approche, les propriétés de l'onde et en particulier sa polarisation et sa vitesse de phase c/n sont décrites correctement par le modèle utilisé. Dans ce cas, là où $n_{\perp} \gg 1$ ou diverge l'onde "ralentit" on "s'arrête" donnant lieu à une accumulation de la densité d'énergie et une augmentation ou divergence respectivement de l'amplitude du champ électrique. A' $S = 0$ ce fait est concomitant avec la neutralisation plus ou moins complète de la charge d'espace ionique le long du champ électrique.

Si par contre le milieu est fortement inhomogène et l'approximation de l'optique géométrique n'est plus applicable, les propriétés

de l'onde ne sont plus décrites correctement par le modèle utilisé. En particulier ni la polarisation, ni la vitesse de phase de l'onde sont celles dérivées avec ce modèle, ni par ailleurs, la valeur de la charge d'espace engendré par ce champ.

Ce cas est susceptible de se produire quand une résonance $n_{\perp} \rightarrow \infty$ est entourée à brève distance dans l'espace de deux cutoffs. On montrera dans le paragraphe suivant que cela se produit par la couche $S = 0$ dans une configuration à conducteur central quand

$$-\frac{D_0^2}{P_0} \ll n_{\parallel}^2 \ll D_0.$$

Dans cette situation, une onde approchant la couche $S = 0$ du côté où le champ magnétique est faible ($\omega/\omega_{ci} \sim 1$) est décrite correctement par le modèle utilisé jusqu'au cutoff ionique $n_{\parallel}^2 = S - D$, où $n_{\perp}^2 = 0$. Au-delà de cette frontière, l'indice est complexe et les solutions évanescentes jusqu'à la couche de branchement $\Delta = 0$, où la valeur de $n_{\perp}^2 \simeq (S - n_{\parallel}^2) P/2$ $S \gg n_{\parallel}^2$ est grande.

La vitesse de phase de l'onde proche du cutoff est grande de l'ordre de $c/n_{\parallel}$; au point de branchement elle est très faible, $\ll c/n_{\parallel}$. On montrera dans le paragraphe suivant que cette transition ne peut pas se faire en donnant une onde d'amplitude appréciable, compte tenu de la faible distance dans l'espace entre ces deux conditions. Ceci préclut aussi l'accès aux conditions résonantes à $S = 0$.

En progressant au-delà de la couche $\Delta = 0$, la valeur de $n_{\perp}^2$ décroît le long de la solution non singulière et à $S = 0$ atteint une valeur qui dépend de la densité :

$$n_{\perp}^2(-) = \frac{D_0^2 - n_{\parallel}^4}{n_{\parallel}^2 - D_0^2/P_0}$$

Si $-\frac{D_0^2}{P_0} \ll n_{\parallel}^2 \ll D_0$ on obtient

$$n_{\perp}^2(-) \simeq \frac{D_0^2}{n_{\parallel}^2} \gg 1$$

situation moins sévère que celle à $\Delta = 0$, mais tout aussi problématique dans la configuration à conducteur central (STATOR-B) considéré, vu la distance entre la couche de cutoff et la couche $S = 0$.

A' une densité plus faible, $n_{\parallel}^2 \rightarrow D_0$, $n_{\perp}^2$ diminue et on peut obtenir $n_{\perp}^2(-) \sim n_{\parallel}^2$ à $S = 0$ (figure 4). Dans ces conditions, le raccordement de solutions pour le champ électrique à travers la couche parcourue peut se faire et on obtient une onde de l'autre côté de cette couche, d'amplitude comparable à l'onde incidente.

Dans la situation décrite donc, l'onde passe à travers la couche où $n_{\perp}^2$ est grand sans modification appréciable. Aucun ralentissement appréciable n'a lieu dans cette couche, ni donc amplification appréciable du champ électrique. Seule une compensation partielle de la charge d'espace des mouvements ioniques a lieu, avec un optimum quelque part entre les couches $S = 0$ et $\Delta = 0$. La polarisation doit toutefois passer par $\pi = \pm \infty$ quelque part entre la couche de cutoff ionique et la couche de cutoff électronique, et cela aura lieu entre $S = 0$ et $\Delta = 0$, si $n_{\perp}^2(-) \gg n_{\parallel}^2$ à $S = 0$.

On ne dispose pas d'un modèle capable de représenter avec fidélité cette situation. On pourra toutefois obtenir une représentation approchée en supposant l'amplitude du champ électrique $E_{\perp}$ uniforme et en utilisant l'expression de la polarisation pour la branche non divergente à $S = 0$, la déformation de la courbe $|E_{\perp}|^2 / |E|^2$ au passage de la couche entre $S = 0$ et $\Delta = 0$ ayant peu d'effet, compte tenu de la faible distance dans l'espace de ces deux conditions.

Cette approximation sera examinée plus en détail par la suite.

2. 4. Effet d'une forte inhomogénéité transverse

2. 4. 1. Plasma d'une espèce ionique dans une configuration Hard-core

Dans la partie de cet ouvrage traitant de la propagation des ondes à $\omega \sim \omega_{ci}$ dans une configuration à conducteur central, il est montré que les ondes de caractéristique similaire aux ondes rapides en plasma homogène se propagent dans des conditions telles que la vitesse d'Alfvén moyenne dans ce plasma satisfasse à la condition de cutoff électronique $n_{\parallel}^2 = S + D$ en homogène écrite au centre du plasma $r = r_0$.

Se référant à la figure 6, le lieu des conditions d'excitation pour ces modes, $\{X_0, (\omega/\omega_{ci})_0\}$ où $X = \omega_{pi}^2 / c^2 k_{\parallel}^2$, est représenté dans le cas de la figure par une courbe obtenue de la courbe cutoff électronique en multipliant, pour chaque valeur de ω/ω_{ci} , la valeur correspondante de X par $n_0 / \langle n \rangle$ dans la configuration, c. à. d. environ 3.

Compte tenu du fait que la densité (X) est nulle aux bords de la configuration, si $\omega/\omega_{ci} < 1$ dans toute la configuration il en résulte que la courbe représentative du plasma propagatif coupe les trois courbes de la figure 6 deux fois, sur les versants extérieur et intérieur du plasma. La condition de branchement se trouve donc réalisée deux fois, dans les zones à fort gradient de densité.

La figure 8 montre la superposition, sur les courbes de la figure 6, de la courbe $\{X, \omega/\omega_{ci}\}$ obtenue en considérant :

- le profil de densité

$$\frac{n}{n_0} = 1 - 1.05 \left[1 - \exp \frac{4}{r r_0} (r - r_0)^2 \right]$$

- le profil de champ magnétique

$$\frac{B}{B_0} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[1 + \left(\frac{r}{r_0} \right)^2 \right]^{1/2}$$

- une courbe de propagation $\{X_0, (\omega/\omega_{ci})_0\}$ obtenue ainsi qu'indiqué ci-dessus.

- une valeur $(\omega/\omega_{ci}) = 0.65$ à $r = r_0$

- un profil $k_{||}^2 = \text{constante} > 0$.

On peut ainsi constater que les distances radiales entre les points singuliers sont comme suit (figure 8) :

- Versant extérieur $\omega/\omega_{ci} > \Omega_0 = 0.65$

$\Delta r = 0.40 r_0$ entre cutoff électronique et branchement

$\Delta r = 0.08 r_0$ entre branchement et cutoff ionique.

- Versant intérieur $\omega/\omega_{ci} < \Omega_0 = 0.65$

$\Delta r \sim 0.09 r_0$ entre cutoff électronique et branchement

$\Delta r \sim 0.03 r_0$ entre branchement et cutoff ionique.

Le problème de la propagation d'une onde électro-magnétique dans un plasma inhomogène au voisinage des couches singulières peut être traité d'une manière approchée / 1 /.

Puisque dans la couche de branchement $\Delta = 0$ le $k_{\perp}$ de l'onde devient très grand $k_{\perp}^2 \gg k_{||}^2$, par rapport à sa valeur dans la zone à forte densité on pourra traiter cette couche comme une résonance (pseudo-résonance) (Figure 9).

En faisant appel à l'intégration sur la phase de l'onde, on peut montrer que le coefficient de réflexion pour une onde se propageant du centre du plasma considéré (forte densité) vers le bord intérieur ou extérieur de la configuration (faible densité) est donné par :

$$1 - |R_0|^2 \simeq 4 e^{-\delta_0} (1 - e^{-\delta_0})^2 \sin^2 \delta,$$

où

$$\delta_0 = \pi k_\infty \Delta r_1$$

$$\delta_1 = \frac{\pi}{2} k_\infty \Delta r_2$$

avec Δr_1 , l'épaisseur de la couche évanescente entre le cutoff électronique et le branchement, et Δr_2 l'épaisseur de la couche propagative entre le branchement et le cutoff ionique. Le nombre d'onde radial K_∞ est dans notre cas de l'ordre de :

$$k_\infty \simeq \pi / R$$

avec R la distance entre le conducteur central et la coque métallique extérieure, ainsi que montré par la suite.

Le facteur $1 - e^{-\delta_0}$ correspond à un effet "tunnel" de l'onde à travers la couche évanescente entre le cutoff électronique et la pseudo-résonance. Si l'épaisseur de la couche est faible par rapport à la longueur d'onde $\lambda_\infty = 2\pi k_\infty^{-1}$ l'effet du cutoff électronique, $k_\perp = 0$ et de la pseudo-résonance tendent à se compenser, et l'onde passe à travers la zone singulière sans modification appréciable.

Le facteur $\sin^2 \delta_1$, correspond à l'interférence au niveau de la couche pseudo-résonante entre la phase de l'onde réfléchie par le cutoff ionique et celle de l'onde incidente. Si l'épaisseur de la couche propagative entre ces deux singularités est faible par rapport à λ_∞ , il n'y a pas d'absorption à la pseudo-résonance et l'onde incidente est réfléchie intégralement.

En d'autres termes, si la variation spatiale de l'indice entre les singularités est trop brutale, la vitesse de phase de l'onde ne peut pas suivre la courbe de dispersion obtenue dans l'approximation de l'optique géométrique.

Dans le cas considéré on obtient en utilisant les valeurs obtenues ci-dessus, versant extérieur, et avec $R \sim 3 r_0$

$$\delta_0 = 1.5 \cdot 10^{-1}$$

$$\delta_1 = 1.8 \cdot 10^{-2}$$

$$|R_0| = 0.99$$

Une onde se propageant du centre du plasma vers les bords et intégralement réfléchie par le cutoff électronique.

Dans le sens inverse, du bord du plasma vers le centre, on peut inférer que l'effet combiné du cutoff ionique et de la pseudo-résonance est négligeable, et l'onde reste essentiellement évanescente jusqu'au niveau du cutoff électronique.

2.4.2. Plasma de deux espèces ioniques dans une configuration Hard-core

Il a été montré précédemment que lorsqu'on inclut l'inertie des électrons une singularité de $n_{\perp}$ apparaît pour $S \rightarrow 0$. Pour un plasma de deux espèces ioniques, cette résonance se situe dans le domaine des basses fréquences, à la fréquence hybride ionique.

Pour $k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$, $n_H = n_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, on obtient $D_0 = n_{\parallel}^2 / \sqrt{2}$, cette résonance est accessible du côté des grands ω/ω_c (figure 4), et on retrouve pour $\omega = \omega_{HYB}$ outre la solution singulière (onde lente) une solution propagative régulière avec $k_{\perp}^2 \sim k_{\parallel}^2$ (onde rapide).

Dans la partie de cet ouvrage traitant de la propagation des ondes à $\omega \sim \omega_c$; dans une configuration à conducteur central, il est montré qu'il est possible d'exciter des ondes de caractéristiques similaires aux ondes rapides dans des conditions telles que $\omega \sim \omega_{HYB}$ au centre du plasma. Dans ce cas, la couche singulière $S = 0$ se trouve centrée au milieu de la configuration.

Dans la figure 10, on a retracé les courbes de dispersion pour $k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$, $n_H = n_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, en fonction du rayon dans la configuration de STATOR-B, ayant choisi $\omega = \omega_{HYB}$ à $r = r_0$, la densité et le $k_{\parallel}$ constants. Ces hypothèses sont justifiées en l'occurrence, si l'on s'intéresse à ce qui se passe autour de $\omega = \omega_{HYB}$.

Se référant à cette figure, si on se déplace de la droite (grand r) vers l'axe de la configuration, on passe d'une zone propagative à $k_{\perp}$ faible au cutoff ionique $n_{\parallel}^2 = S - D$, et, après une bande d'épaisseur $\Delta r = 0.076 r_0$ où l'onde est évanescence, une couche de branchement (pseudo-résonance) où le $k_{\perp}$ devient grand par rapport aux valeurs dans les zones limitrophes.

En faisant appel aux mêmes méthodes introduites dans le paragraphe précédent, on peut calculer les coefficients de réflexion, transmission et absorption pour une onde se propageant dans un plasma inhomogène en présence de couches singulières.

Le paramètre déterminant est encore une fois

$$\delta_0 = \pi k_{\infty} \Delta r$$

avec Δr l'épaisseur de la couche évanescence entre le cutoff et la pseudo-résonance, et k_{∞} le nombre d'onde radial loin de la couche, que l'on prendra dans notre cas de l'ordre de $k_{\infty} \sim \pi/R$, où R est la dimension transverse entre le conducteur central et la coque métallique extérieure.

Si δ_0 est petit, l'onde traverse la couche quasiment imperturbée (effet "tunnel"). Si par contre δ_0 est grand, il n'y a pas de

"tunneling" appréciable et la réflexion ou absorption de l'onde est déterminée par la nature du premier point singulier rencontré (cutoff ou résonance respectivement).

Pour une onde se propageant de la droite vers la gauche, le cutoff est rencontré d'abord, et l'onde subit une réflexion, une transmission et une absorption. Les coefficients de réflexion (R) et transmission (T) de la couche pseudo-résonante sont donnés par :

$$|R| = 1 - \exp - \delta_0$$

$$|T|_- = \exp - \delta_0/2$$

Pour une onde se propageant de la gauche vers la droite, telle qu'une onde réfléchiée par le conducteur central, la pseudo-résonance est rencontrée d'abord, le coefficient de réflexion est nul et le coefficient de transmission est donné par la même expression que (T)₋.

Dans le cas considéré, on obtient en utilisant la valeur obtenue ci-dessus et avec $R \sim 3 r_0$.

$$|T|_- = |T|_+ = \exp - 0.125 \simeq 0.9$$

On peut donc conclure que l'effet de la résonance hybride ionique dans la configuration considérée sera négligeable dans un plasma de 50 % Hydrogène et 50 % Deutérium dans le cas où la couche singulière est située au centre du plasma.

2. 4. 3. Remarques

Les considérations présentées ont surtout une valeur indicative du peu d'influence des singularités sur l'absorption de puissance et la propagation des ondes rapides dans la configuration à conducteur central considérée. Les résultats expérimentaux présentés par la suite permettent de donner à ces considérations un caractère plus quantitatif. En particulier, on peut déduire de ces résultats que l'importance de l'absorption observée quand $\omega = \omega_{HYB}$ au centre d'un plasma composé de 50 % Hydrogène, 50 % Deuterium, n'est pas due à la divergence du champ électrique à la résonance hybride, mais à la dissipation collisionnelle du mouvement relatif des deux espèces ioniques dans ces conditions.

2. 5. Absorption

2. 5. 1. Modèle approché pour un plasma fortement inhomogène

Ainsi que discuté dans les paragraphes qui précèdent, on ne dispose pas d'un modèle capable de représenter avec fidélité la situation

se produisant, autour des couches où $n_{\perp}^2 \gg n_{\parallel}^2$ ou diverge, dans le cas d'un plasma fortement inhomogène.

Pour le calcul de la puissance absorbée en plasma froid, on pourra toutefois utiliser un modèle approché dans lequel

- l'amplitude du champ électrique $|E|$ est considéré uniforme
- les propriétés du milieu sont décrites par la solution approchée qui est régulière à $S = 0$, soit

$$n_{\perp}^2 = \frac{D^2 - (S - n_{\parallel}^2)^2}{(n_{\parallel}^2 - S) + D^2/P}$$

On a vu qu'en réalité cette solution n'est correcte en général que pour $(n_{\parallel}^2 - S) > -D^2/P \pm (-4D^2S/P)^{1/2}$ et qu'en particulier $n_{\perp}^2$ ne diverge vraiment que pour $n_{\parallel}^2 = -D_0^2/P_0$, $S = 0$.

- Pour éliminer la solution singulière à $S = 0$ dans le calcul du tenseur diélectrique, l'inertie des électrons est négligée $P \rightarrow \infty$, ce qui donne

$$n_{\perp}^2 \sim \frac{D^2 - (S - n_{\parallel}^2)^2}{(n_{\parallel}^2 - S)}$$

expression assez fidèle dans les cas qui nous intéressent pour lesquels on a: $(n_{\parallel}^2 - S) \gg D^2/P$.

La polarisation est donc donnée par

$$\pi = \frac{iE_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D} \sim \frac{D}{n_{\parallel}^2 - S}$$

Dans la détermination des conditions de propagation des ondes de basse fréquence dans STATOR-B, l'utilisation de l'approximation $m_e = 0$ conduit à l'élimination du domaine propagatif de la branche singulière à $S = 0$, qui s'étend des courbes de branchement $\Delta = 0$ et la condition $S = 0$ d'une part, et l'axe $\omega = 0$ d'autre part.

Le champ électrique obtenu en intégrant l'équation d'onde dans la configuration de STATOR-B présentera des divergences aux couches où $n_{\parallel}^2 = S$, correspondant à l'annulation de la vitesse de phase $n_{\perp} \rightarrow \infty$. Ceci affectera quelque peu le calcul des modes propres dans cette configuration. Compte tenu des considérations des paragraphes précédents, le champ électrique pour le calcul de la puissance absorbée sera toutefois considéré constant.

Les courbes de polarisation obtenues pour un plasma d'une et deux espèces ioniques dans cette approximation sont données dans les figures 11 et 12 dans des cas typiques.

2.5.2. Phénomènes dissipatifs

Pour un plasma froid d'une seule espèce ionique, seule la friction venant des collisions des ions avec les électrons est à prendre en compte pour la transformation de l'énergie du mouvement oscillatoire des ions en énergie thermique.

Pour un plasma froid constitué d'ions possédant un rapport charge/masse différent, les mouvements cohérents des deux espèces sont très différents pour des fréquences intermédiaires entre les deux fréquences cyclotroniques ioniques. Les collisions entre ions d'espèce différente introduiront dans ces conditions une friction au sein du plasma qui tendra à transformer en énergie thermique l'énergie du mouvement oscillatoire relatif des deux ions.

L'effet des collisions des ions avec les électrons est introduit avec le tenseur de résistivité qui sera considéré diagonal,

$$\bar{\eta}_{\text{e}} = \frac{m_{\text{e}} \nu_{\text{ei}}}{n_{\text{e}} e^2}$$

avec

$$\nu_{\text{ei}} = \frac{e^4 n_{\text{i}} \ln \Lambda}{32 \sqrt{2\pi} \epsilon_0^2} m_{\text{e}}^{-1/2} (K T_{\text{e}})^{-3/2}$$

la fréquence de collision électron-ion dans le système du laboratoire.

L'effet des collisions entre ions de rapport charge/masse différent est introduit avec le tenseur diagonal

$$\bar{\eta}_{\text{i}} = \left(\frac{m_{\text{i}} \nu_{\text{i}2}}{e^2 n_{\text{2}}} \right)_{\text{LAB}} = \left(\frac{m_{\text{2}} \nu_{\text{2i}}}{e^2 n_{\text{i}}} \right)_{\text{LAB}}$$

avec $\nu_{\text{i}2} \neq \nu_{\text{2i}}$, les fréquences de collisions de l'espèce 1 avec l'espèce 2 et vice-versa, dans le système du laboratoire.

On dispose de l'expression de la fréquence de collision ion-ion dans le système du centre de masse / 8 / .

$$\left(\frac{\nu_{\text{i}2}}{n_{\text{2}}} \right)_{\text{CM}} = \left(\frac{\nu_{\text{2i}}}{n_{\text{i}}} \right)_{\text{CM}} = \frac{q_{\text{i}} q_{\text{2}} \ln \Lambda}{4\pi \epsilon_0^2 m_{\text{z}}^2 \langle V_{\text{z}}^3 \rangle} \equiv \textcircled{\text{H}}$$

où

$$m_{\text{z}} = \frac{m_{\text{i}} m_{\text{2}}}{m_{\text{i}} + m_{\text{2}}}$$

et

$$\langle V_{\text{z}}^3 \rangle \approx \frac{26}{\sqrt{2\pi}} \left(\frac{K T_{\text{i}}}{m_{\text{z}}} \right)^{3/2}$$

pour des ions à la même température T_i . On rappellera que Λ est le nombre d'électrons dans une sphère de Debye. On a donc si $q_1 = q_2 = e$

$$\textcircled{H} = \frac{\ln \Lambda e^{5/2}}{52 \epsilon_0^2 \sqrt{2\pi}} m_e^{-1/2} T_{ev}^{-3/2}$$

avec T_{ev} la température en électron-volts.

Le passage de l'expression dans le centre de masse à celle dans le système du laboratoire peut se faire comme suit.

La conservation de la quantité de mouvement impose

$$(m_1 n_1 v_{12})_{LAB} \equiv (m_2 n_2 v_{21})_{LAB}$$

Dans le système du laboratoire l'équation du mouvement de l'espèce 1 s'écrit :

$$m_1 \dot{v}_1 = F_1 = m_2 (\dot{v}_1 - \dot{v}_2) = m_2 \dot{v}_2$$

Intégrant sur un volume unitaire

$$\int m_1 \dot{v}_1 d\omega = m_1 (n_1 v_{12})_{LAB} v_2 \quad ; \quad \int m_2 \dot{v}_2 d\omega = m_2 (n_1 n_2 \textcircled{H}) v_2$$

On a donc

$$(m_1 n_1 v_{12})_{LAB} = m_2 \textcircled{H} n_1 n_2 = (m_2 n_2 v_{21})_{LAB}$$

et finalement

$$\eta_i = \left(\frac{m_1 v_{12}}{n_2 e^2} \right)_{LAB} = \left(\frac{m_2 v_{21}}{n_1 e^2} \right)_{LAB} = m_2 \textcircled{H}$$

soit

$$\eta_i = \frac{e^{5/2} \ln \Lambda}{52 \epsilon_0^2 \sqrt{2\pi}} m_e^{1/2} T_{ev}^{-3/2} \quad (M.K.S.)$$

2. 5. 3. Puissance absorbée

L'introduction d'une dissipation modifie en général le champ électrique dans le plasma. Toutefois, si le phénomène dissipatif n'est pas le phénomène dominant dans le plasma, le champ électrique calculé en absence de dissipation donnera une bonne approximation du champ en présence de dissipation.

L'absorption de puissance par le plasma pourra alors être calculée par unité de volume en termes du champ électrique sans dissipation et de tenseurs complexes de mobilité $\overline{\overline{M}}$ ou diélectrique $\overline{\overline{K}}$ incluant les phénomènes dissipatifs envisagés. Dans le cas considéré d'une faible absorption, l'inclusion des phénomènes dissipatifs dans le tenseur diélectrique peut être effectuée en calculant simplement la correction à ces tenseurs découlant des phénomènes dissipatifs.

Un procédé plus rigoureux consistant à introduire déjà dans l'équation d'onde le tenseur diélectrique complexe avec correction pour la dissipation, sera retenu pour le calcul

a) Tenseur diélectrique avec collisions

Les deux effets collisionnels considérés dans le paragraphe précédent seront inclus dans le calcul de la correction au tenseur diélectrique $\bar{\bar{K}}$.

Suivant Stix / 9 / on introduit les fréquences de collisions avec le tenseur $\bar{\bar{v}}_{jk}$ dans les équations hydromagnétiques en absence de pression :

$$(1) \quad n_k m_k \frac{d}{dt} \vec{v}_k = n_k z_k e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}_k \times \vec{B}_0}{c} \right) + n_k m_k \sum_j \bar{\bar{v}}_{kj} \cdot (\vec{v}_j - \vec{v}_k)$$

avec

$$(2) \quad \vec{v}_k = \frac{c}{B_0} \bar{\bar{M}}_k \cdot \vec{E}$$

où $\bar{\bar{M}}_k$ est le tenseur de mobilité sans collisions pour les particules de type k.

Ce tenseur est lié au tenseur diélectrique sans collisions écrit précédemment par la relation

$$\bar{\bar{K}} = i \sum_k \frac{\epsilon_k \omega_{pk}^2}{\omega \omega_{ck}} \bar{\bar{M}}_k$$

si l'on néglige les courants de déplacement, et donc

$$\bar{\bar{M}}_k \equiv \begin{bmatrix} i \frac{\epsilon_k \omega_{ck}/\omega}{1 - \omega_{ck}^2/\omega^2} & - \frac{\omega_{ck}^2/\omega^2}{1 - \omega_{ck}^2/\omega^2} & 0 \\ + \frac{\omega_{ck}^2/\omega^2}{1 - \omega_{ck}^2/\omega^2} & i \frac{\epsilon_k \omega_{ck}/\omega}{1 - \omega_{ck}^2/\omega^2} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\epsilon_k \omega_{ck}}{\omega} \end{bmatrix}$$

Le tenseur diélectrique avec collisions sera donné, dans l'approximation adoptée, par

$$(3) \quad \bar{\bar{K}} = i \sum_k \frac{\epsilon_k \omega_{pk}^2}{\omega \omega_{ck}} \left(\bar{\bar{M}}_k + \Delta \bar{\bar{M}}_k \right)$$

où $\Delta \bar{\bar{M}}_k$ est la correction au tenseur de mobilité $\bar{\bar{M}}_k$ venant de la modification des courants particuliers par les collisions :

$$(4) \quad \Delta \vec{v}_k = \frac{c}{B_0} \Delta \bar{\bar{M}}_k \cdot \vec{E}$$

En utilisant (1) et (2) on peut écrire :

$$\vec{V}_k + \Delta \vec{V}_k = \frac{c}{B_0} \left\{ \vec{M}_k \cdot \vec{E} + \frac{m_k}{Z_k e \epsilon_k} \sum_j \vec{M}_j \cdot \vec{v}_{kj} \cdot \vec{v}_j - \vec{v}_k \right\}$$

et, avec (4) :

$$\frac{c}{B_0} (\vec{M}_k + \Delta \vec{M}_k) \cdot \vec{E} = \frac{c}{B_0} \left\{ \vec{M}_k + \frac{1}{\epsilon_k \omega_{ck}} \sum_j \vec{M}_k \cdot \vec{v}_{kj} \cdot \vec{M}_j - \vec{M}_k \right\} \cdot \vec{E}$$

On en déduit :

$$\Delta \vec{M}_k = \frac{1}{\epsilon_k \omega_{ck}} \sum_{j \neq k} \left[\vec{M}_k \cdot \frac{\vec{v}_{kj}}{\omega} (\vec{M}_j - \vec{M}_k) \right]$$

et on peut finalement écrire, se servant de (3) :

$$\Delta \vec{K} = i \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega_{ck}^2} \left\{ \sum_j \vec{M}_k \cdot \frac{\vec{v}_{kj}}{\omega} (\vec{M}_j - \vec{M}_k) \right\}$$

pour la correction au tenseur diélectrique par les collisions.

On considérera $\vec{v}_{kj}$ comme diagonal. Le calcul des termes $|\Delta K|_{kj}$ n'est guère compliqué mais quelque peu laborieux. On arrive à un tenseur diélectrique incluant l'effet des collisions de la forme

$$\vec{K}_{coll} = \vec{K} + \Delta \vec{K} = \frac{c^2}{\omega^2} \begin{bmatrix} \alpha + i\gamma & -i(\beta + i\delta) & 0 \\ +i(\beta + i\delta) & \alpha + i\gamma & 0 \\ 0 & 0 & \varphi + i\psi \end{bmatrix}$$

où

$$\alpha = \frac{\omega^2}{c^2} S = \frac{\omega^2}{c^2} \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega_{ck}^2 - \omega^2}$$

$$\beta = \frac{\omega^2}{c^2} D = -\frac{\omega^2}{c^2} \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega_{ck}^2 - \omega^2} \frac{\omega_{ck} \epsilon_k}{\omega}$$

$$\varphi = \frac{\omega^2}{c^2} P = -\frac{\omega^2}{c^2} \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2}$$

et

$$\gamma = -\frac{\omega^2}{c^2} \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \omega_{ck}^2} \sum_j \frac{v_{kj}}{\omega} \left\{ \frac{\epsilon_j \omega_{cj}}{\epsilon_k \omega_{ck}} \frac{\omega^2 + \epsilon_j \epsilon_k \omega_{ck} \omega_{cj}}{\omega^2 - \omega_{cj}^2} - \frac{\omega^2 + \omega_{ck}^2}{\omega^2 - \omega_{ck}^2} \right\}$$

$$\delta = +\frac{\omega^2}{c^2} \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2 - \omega_{ck}^2} \sum_j v_{kj} \left\{ \frac{\epsilon_j \omega_{cj}}{\epsilon_k \omega_{ck}} \frac{\epsilon_j \omega_{cj} + \epsilon_k \omega_{ck}}{\omega^2 - \omega_{cj}^2} - 2 \frac{\omega_{ck} \epsilon_k}{\omega^2 - \omega_{ck}^2} \right\}$$

$$\psi = -\frac{\omega^2}{c^2} \sum_k \frac{\omega_{pk}^2}{\omega^2} \sum_j \frac{v_{kj}}{\omega} \left\{ \frac{\epsilon_j \epsilon_k \omega_{cj} \omega_{ck}}{\omega^2} - \frac{\omega_{ck}^2}{\omega^2} \right\}$$

b) Application_aux_plasmas_d'une_et_dex_espèces_ioniques

Les deux cas particuliers qui nous intéressent sont un plasma constitué d'une espèce ionique et d'électrons, et un plasma constitué de deux espèces ioniques de rapport charge/masse différent (mais voisin) et d'électrons.

Pour un plasma de deux espèces ioniques la condition de neutralité et de conservation de la quantité de mouvement lors d'une collision dans le système du laboratoire permettent d'écrire

$$m_1 \omega_{p1}^2 + m_2 \omega_{p2}^2 = m_e \omega_{pe}^2$$

$$n_1 m_1 v_{12} = n_2 m_2 v_{21}$$

$$n_i m_i v_{ie} = n_e m_e v_{ei} \quad ;$$

négligeant m_e/m_i devant l'unité on obtient alors pour un plasma isotherme de deux espèces ioniques, $\omega \sim \omega_{c1}, \omega_{c2} \ll \omega_{ce}$:

$$\begin{aligned} \delta &= \delta_{ii} + \delta_{ie} \sim \delta_{ii} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2 - \omega_{c1}^2} v_{12} \left\{ \frac{2\omega_{c1}}{\omega^2 - \omega_{c1}^2} - \frac{\omega_{c1} + \omega_{c2}}{\omega^2 - \omega_{c2}^2} \frac{\omega_{ce}}{\omega_{c1}} \right\} + \\ &\quad + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_{p2}^2}{\omega^2 - \omega_{c2}^2} v_{21} \left\{ \frac{2\omega_{c2}}{\omega^2 - \omega_{c2}^2} - \frac{\omega_{c1} + \omega_{c2}}{\omega^2 - \omega_{c1}^2} \frac{\omega_{c1}}{\omega_{c2}} \right\} . \\ \gamma &= \gamma_{ii} + \gamma_{ie} \sim \gamma_{ii} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_{p1}^2}{\omega^2 - \omega_{c1}^2} \frac{v_{12}}{\omega} \left\{ \frac{\omega_{c2}}{\omega_{c1}} \frac{\omega^2 + \omega_{c1}\omega_{c2}}{\omega^2 - \omega_{c2}^2} - \frac{\omega^2 + \omega_{c1}^2}{\omega^2 - \omega_{c1}^2} \right\} + \\ &\quad - \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_{p2}^2}{\omega^2 - \omega_{c2}^2} \frac{v_{21}}{\omega} \left\{ \frac{\omega_{c1}}{\omega_{c2}} \frac{\omega^2 + \omega_{c1}\omega_{c2}}{\omega^2 - \omega_{c1}^2} - \frac{\omega^2 + \omega_{c2}^2}{\omega^2 - \omega_{c2}^2} \right\} . \\ \varphi &= \varphi_{ii} + \varphi_{ie} \sim \varphi_{ie} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_{p1}^2}{\omega_{c1}^2} \frac{v_{ie}}{\omega} \left\{ \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} \right\} + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_{p2}^2}{\omega_{c2}^2} \frac{v_{2e}}{\omega} \left\{ \frac{\omega_{ce}^2}{\omega^2} \right\} . \\ &= \frac{\omega_{pe}^2}{c^2} \frac{v_{e(1+2)}}{\omega} \end{aligned}$$

Pour un plasma d'une seule espèce ionique, seuls les termes en v_{ie} sont présents. On a

$$m_i \omega_{pi}^2 = m_e \omega_{pe}^2$$

$$m_i v_{ie} = m_e v_{ei}$$

et pour $\omega \sim \omega_{ci} \ll \omega_{ce}$:

$$\gamma_{ie} = + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} \frac{\nu_{ie}}{\omega} \left\{ \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2} \frac{\omega^2 + \omega_{ci}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} \right\}$$

$$\delta_{ie} = + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} \nu_{ie} \left\{ \frac{\omega^2}{\omega_{ci}^2} \frac{2 \omega_{ci}}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} \right\}$$

$$\zeta_{ie} = + \frac{\omega^2}{c^2} \frac{\omega_{pi}^2}{\omega_{ci}^2} \frac{\nu_{ie}}{\omega} \left\{ \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \right\}$$

Les termes γ_{ie} , δ_{ie} ont été négligés dans les expressions données pour un plasma de deux espèces ioniques car ils sont d'ordre $\nu_{ie}/\nu_{ii} = (m_e/m_i)^{1/2}$ ou environ 1/43 pour l'hydrogène, par rapport aux termes figurant dans les expressions de γ_{ii} et δ_{ii} .

Par contre, le terme ζ_{ie} domine dans l'expression de ζ car il est d'ordre $(m_i/m_e)^{3/2}$ par rapport aux termes ioniques.

c) Puissance absorbée par unité de volume

Utilisant ces expressions il est maintenant possible de calculer la puissance W absorbée par le plasma, par unité de volume, en fonction du champ électrique local E . On écrit :

$$W = \frac{1}{4} (\vec{E}^* \cdot \vec{J} + \vec{E} \cdot \vec{J}^*) = - \frac{i\omega}{16\pi} [\vec{E}^* \cdot \vec{K} \cdot \vec{E} - \vec{E} \cdot \vec{K}^* \cdot \vec{E}^*]$$

du moment que ω est considéré réel, où $\vec{K}$ est le tenseur diélectrique corrigé pour les effets dissipatifs.

Développant cette expression de la puissance, on obtient :

$$W = - \frac{\omega}{8\pi} \left\{ E_1 E_1^* \mathcal{R}(iK_{11}) + E_2 E_2^* \mathcal{R}(iK_{22}) + E_3 E_3^* \mathcal{R}(iK_{33}) + i [E_1 \bar{E}_2^* \mathcal{J}(iK_{21}) + E_2 E_1^* \mathcal{J}(iK_{12})] \right\}.$$

où $\mathcal{R}(x)$ et $\mathcal{J}(x)$ indiquent la partie réelle et imaginaire de X respectivement, et les indices 1, 2, 3 se rapportent aux 3 directions d'un système orthogonal de référence, avec l'axe 3 parallèle au champ de confinement B_0 . En se référant à l'expression du tenseur diélectrique $\vec{K}$ avec dissipation collisionnelle trouvée précédemment, on peut écrire :

$$\mathcal{R}(iK_{33}) = - \frac{\zeta c^2}{\omega^2}$$

$$\mathcal{R}(iK_{11}) = \mathcal{R}(iK_{22}) = - \frac{\gamma c^2}{\omega^2}$$

$$\mathcal{J}(iK_{12}) = -\mathcal{J}(iK_{21}) = - \frac{\delta c^2}{\omega^2}$$

L'expression de la puissance dissipée par collisions dans le plasma devient :

$$W = \frac{c^2}{8\pi\omega} \left\{ \gamma (E_1 E_1^* + E_2 E_2^*) + \delta (i E_1 E_2^* - i E_2 E_1^*) + \zeta (E_3 E_3^*) \right\}$$

où γ , δ , ζ ont été donnés précédemment. Le terme en $E_3 E_3^* = E_{||}^2$ a été retenu, car, vu l'ordre de grandeur de ζ par rapport à γ et δ , même un très faible champ électrique parallèle au champ magnétique peut conduire à une dissipation considérable. En effet, pour $\omega \neq \omega_{ci}$

$$\zeta_{ie} \approx \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^{3/2} (\gamma_{ii}, \delta_{ii}) \approx \left(\frac{m_i}{m_e}\right)^2 (\gamma_{ie}, \delta_{ie})$$

Quelques manipulations permettent de mettre la puissance sous la forme

$$W = \frac{c^2}{8\pi\omega} \left\{ \gamma^+ |E^+|^2 + \gamma^- |E^-|^2 \right\} + \frac{c^2}{8\pi\omega} \zeta E_{||}^2$$

où

$$E^\pm = (E_1 \mp i E_2)/\sqrt{2} = |E| \left(1 \mp \frac{\pi + \pi^*}{1 + |\pi|^2} \right)^{1/2} / \sqrt{2}$$

$$\gamma^\pm = (\gamma \mp \delta)$$

avec π représentant la polarisation de l'onde, perpendiculairement au champ magnétique statique ainsi que défini précédemment.

La présence de termes dissipatifs modifie quelque peu la polarisation, qui devient

$$\pi = \frac{i E_1}{E_2} = \frac{n^2 - S}{D} \sim \frac{\beta + i\delta}{k_{||}^2 - \alpha - i\delta}$$

Pour les considérations présentes, nous nous contenterons des résultats obtenus précédemment pour $|E^\pm|^2/|E|^2$ en absence de collisions ($\gamma = \delta = 0$, figures 11 et 12), tout en nous réservant l'usage de l'expression contenant l'effet des collisions pour le calcul en inhomogène présenté plus loin.

d) Puissance moyenne dans une configuration hard-core

Sur la base des expressions précédentes, il est possible d'évaluer pour une configuration à conducteur central, la puissance moyenne dissipée dans un plasma de deux espèces ioniques, par la composante du champ électromagnétique perpendiculaire $E_\perp$ d'une part, et par la composante $E_{||}$ d'autre part.

L'évaluation de l'effet dû à la composante $E_\perp$ est donnée dans le chapitre 2 de cette partie ; en reprenant l'expression dérivée en ce lieu, on peut écrire pour un plasma de 50 % H et 50 % D et $\frac{\omega}{\omega_{cH}} \sim 0.76$ au centre de la configuration.

$$\langle W_\perp \rangle \approx 10^{-14} n_{oH} n_{oD} \frac{T_i^{-3/2} E_\perp^2}{\omega^2} \quad \text{watts/cm}^3$$

où n_{0i} indique les densités ioniques au centre de la configuration en cm^{-3} , T_i est la température ionique commune aux deux espèces en électronvolt supposée uniforme, $E_{\perp}$ la composante en volt/cm du champ électromagnétique perpendiculaire au champ magnétique, et supposée uniforme, et ν la fréquence est en Hertz.

L'expression donnant la puissance dissipée localement par la composante $E_{\parallel}$ parallèle au champ magnétique

$$W_{\parallel} = \frac{c^2}{8\pi\omega} \nu E_{\parallel}^2$$

devient, en utilisant la relation pour $n_{\parallel}^2 \sim S-D$ ($E_x \gg E_y$)

$$\frac{E_{\parallel}}{E_{\perp}} \sim \frac{n_{\parallel} n_{\perp}}{P}$$

obtenue auparavant, et pour un plasma de 50 % H, 50 % D :

$$W_{\parallel} = \frac{c^2}{8\pi} \frac{\nu_{eH} + \nu_{eD}}{\omega p e^2 / c^2} \frac{E_{\perp}^2}{\omega^2} (k_{\perp} k_{\parallel})^2$$

En explicitant cette expression on obtient pour la puissance moyenne,

$$\langle W_{\parallel} \rangle \sim 2 \cdot 10^{14} \frac{T_e^{-3/2} E_{\perp}^2}{\omega^2} \langle (k_{\parallel} k_{\perp})^2 \rangle$$

supposant uniformes la température et le champ perpendiculaire, en électron-volt et volt/cm respectivement. Le nombre d'onde k est en cm^{-1} . On remarquera que cette puissance ne dépend pas de la densité, de même que la résistivité d'un plasma complètement ionisé.

En composant le rapport entre les deux formules obtenues on obtient :

$$\frac{W_{\parallel}}{W_{\perp}} \sim 2 \frac{10^{28}}{n_{oH} n_{oD}} (k_{\perp} k_{\parallel})^2 \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2}$$

pour le rapport entre la puissance moyenne dissipée par la composante parallèle du champ électromagnétique $E_{\parallel}$ (collisions électron-ion) et la puissance moyenne dissipée en collisions ion-ion par le champ perpendiculaire $E_{\perp}$, dans une configuration à conducteur central.

Pour un dispositif de la taille de STATOR-B on a dans un cas typique, en négligeant les singularités, $k_{\perp}^2 \sim 0.16 \text{ cm}^{-2}$, $k_{\parallel}^2 = 0.1 \text{ cm}^{-2}$ et on obtient :

$$\langle (k_{\parallel} k_{\perp})^2 \rangle \approx 2 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^{-4}$$

On obtient donc dans ce cas :

$$\frac{\langle W_{\parallel} \rangle}{\langle W_{\perp} \rangle} \sim 4 \cdot 10^{26} (n_{oH} n_{oD})^{-1} \left(\frac{T_i}{T_e} \right)^{3/2}$$

soit, pour l'égalité des deux effets, des densités maximales, pour $T_i = T_e$:

$$n_{oH} = n_{oD} = 2 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$$

ou une densité électronique moyenne de $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ A' une densité ionique maximale $n_{oH} = n_{oD} = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, la puissance dissipée par le champ parallèle serait de 4 % environ.

3. PLASMAS CHAUDS

3. 1. Conditions d'absorption résonnante en plasma chaud homogène, $k_{||}$ limité.

On se bornera ici à passer en revue les résultats de la théorie en plasma chaud concernant les phénomènes d'absorption d'énergie électromagnétique liés d'une manière essentielle aux mouvements thermiques des particules.

Le procédé pour arriver aux relations de dispersions est le même qu'en plasma froid, avec la complication supplémentaire représentée par la nécessité de considérer les fonctions de distribution de vitesse des particules, et la perturbation de ces fonctions introduite par la présence du champ magnétique. On arrive ainsi à obtenir les composantes du tenseur de mobilité en plasma chaud, et de celui-ci, de la manière usuelle, le tenseur diélectrique correspond et la relation de dispersion générale :

$$\vec{n} \times (\vec{n} \times \vec{E}) + \bar{\bar{K}} \cdot \vec{E} = 0$$

La puissance W absorbée par le plasma, par unité de volume est calculée de la manière usuelle, en fonction du champ électrique local E :

$$(1) \quad W = - \frac{i \omega}{16\pi} (\vec{E}^* \cdot \bar{\bar{K}} \cdot \vec{E} - \vec{E} \cdot \bar{\bar{K}}^* \cdot \vec{E}^*)$$

où $\bar{\bar{K}}$ est le tenseur diélectrique pour un plasma chaud.

3. 1. 1. Pénétration du champ électromagnétique à $\omega \sim \omega_{ci}$:

Dans un plasma froid, l'action du champ oscillant donne naissance à une charge d'espace qui tend à annuler son influence. On a vu précédemment qu'au voisinage de ω_{ci} la composante E_z tend à être court-circuitée en plasma froid, et cela d'autant plus que la densité est élevée et que ω est proche de ω_{ci} . La situation est sensiblement différente dans le cas d'un plasma chaud.

Pour $\omega \sim \omega_{ci}$ l'amortissement cyclotronique limite l'amplitude des courants induits, rendant par suite moins efficace le blindage de la composante E_z : une composante finie E_z tournant dans le sens des ions peut pénétrer dans le plasma même à $\omega = \omega_{ci}$. Dans ce cas, la polarisation dans le plan x, y , perpendiculaire au champ magnétique est donnée par [10] :

$$(2) \quad \Pi = \frac{i E_x}{E_y} = \frac{-\Omega \frac{1+2\Omega}{1+\Omega} + i \sqrt{\pi} \mu W(\lambda)}{\frac{2}{X} + \frac{-\Omega}{1+\Omega} - i \sqrt{\pi} \mu W(\lambda)}$$

où

$$X = \frac{\omega_{pi}^2}{k_{||}^2 c^2}$$

$$\Omega = \frac{\omega}{\omega_{ci}}$$

$$\mu = \frac{\omega}{k_{||} v_{th||}^{(i)}}$$

$$W(\lambda) = \frac{i}{\pi} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{\lambda - t} dt$$

et l'amplitude relative de la composante E^- par

$$(3) \quad \frac{|E^-|^2}{|E|^2} = 1 + \frac{\pi + \pi^*}{1 + |\pi|^2}$$

Ce rapport est représenté dans la figure 13 pour différentes valeurs de X et une valeur particulière de $\mu = \omega / k_{||} v_{th||}^{(i)}$. La courbe $X = 0.2$ correspond par exemple à $N = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $k_{||} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$; il reste dans ces conditions environ 20 % du champ total E qui tourne dans le sens des ions à $\omega = \omega_{ci}$.

L'examen de la relation (3) autour de $\Omega = 1$ ($\omega \sim \omega_{ci}$) montre que la condition

$$\frac{\omega_{pi}^2}{k_{||}^2 c^2} \frac{\omega}{k_{||} v_{th||}^{(i)}} \leq 1$$

doit être satisfaite pour que le rapport $|E^-|^2 / |E|^2$ ne soit pas inférieur à 0.1 pour $\Omega = 1$.

3.1.2. Ondes rapides, basse fréquence

- Relation de dispersion

La relation de dispersion des ondes rapides est considérablement modifiée par l'introduction des mouvements thermiques des particules aux basses fréquences d'une part ($\omega \sim \omega_{ci}$) quand la vitesse thermique des électrons parallèle au champ magnétique devient comparable à $\omega / k_{||}$, et aux hautes fréquences d'autre part ($\omega^2 \sim \omega_{ci} \omega_{ce}$).

Aux basses fréquences, en effet, un phénomène d'amortissement surgit dans les conditions indiquées, dû à l'interaction du moment gyromagnétique des électrons $m v_{\perp}^2 / 2 B_0$ avec le gradient axial du champ magnétique B_1 de l'onde. Ce phénomène est celui du pompage magnétique sur les électrons.

Sous certaines conditions // et pour $T_{||} = T_{\perp}$, $J_{||} = 0$ la relation de dispersion de cette onde, appelée onde magnétoacoustique, s'écrit

$$n^2 (1 + \beta_{\perp} \sin^2 \theta) = (1 + \frac{c^2}{v_A^2}) + i \frac{k_{||}}{|k_{||}|} \pi^{\frac{1}{2}} \beta_{\perp}^{\frac{1}{2}} n^2 \sin^2 \theta \cdot \alpha_0^{(e)} e^{-\alpha_0^{(e)2}}$$

où

$$\beta_{\perp}^2 = 8\pi n_e K T_{\perp}^e / B_0^2 = \frac{\omega_p^2}{c^2 \omega_{ce}^2} v_{th\perp}^2$$

$$n^2 = (k_{\perp}^2 + k_{\parallel}^2; c^2 / \omega^2$$

$$\alpha_0^{(e)} = \omega / k_{\parallel} v_{th\parallel}^{(e)} \quad v_{th} = (2KT/m)^{1/2}$$

Le terme contenant l'exponentiel correspond à la correction due à l'amortissement. Cet effet est donc d'autant plus grand que la pression électronique transverse est grande, et que la vitesse thermique parallèle des électrons est proche de la vitesse de phase parallèle de l'onde.

- Puissance absorbée

La puissance absorbée par les électrons par unité de volume pour ω , $k_{\parallel}$, $k_{\perp}$ réels, due au champ électrique perpendiculaire est donnée par :

$$W_{PM} = \frac{1}{8\pi^{1/2}} \left[\beta_{\perp} \omega \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_{th\parallel}} \right) \exp - \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_{th\parallel}} \right)^2 \right] |B_{\parallel}^{(1)}|^2$$

où $k_{\theta} = 0$,

$$B_{\parallel}^{(1)} = \frac{c K_n}{\omega} E_{\theta}$$

et on a supposé $J_{\parallel} = 0$, $T_{\perp} = T_{\parallel}$.

Nous remarquerons que dans un plasma inhomogène W_{PM} restera une fonction lentement variable de r sur l'épaisseur du plasma et que le phénomène de chauffage intéressera donc toute la colonne de plasma.

3. 1. 3. Ondes lentes, basse fréquence

- Relation de dispersion.

Par suite de l'introduction de la température, la relation de dispersion de l'onde lente en plasma chaud devient complexe pour $\omega \sim \omega_{ci}$ et donne lieu pour $k_{\perp} \sim 0$ à l'onde cyclotronique ionique.

On obtient, pour $\omega \sim \omega_{ci}$, $k_{\perp} = 0$, $R(\omega) > 0$, $J_{\parallel}^{(i)} = 0$ / 12 / :

$$k_{\parallel}^2 \approx \frac{1}{2} \frac{1}{v_A^2} \left[\frac{\omega \omega_{ci}}{1 + \omega / \omega_{ci}} + i \frac{\omega \omega_{ci}}{k_{\parallel} v_{th\parallel}^{(i)}} \right] f_0 \left(\frac{\omega - \omega_{ci}}{k_{\parallel} v_{th\parallel}^{(i)}} \right)$$

où f_0 est une fonction complexe de la forme

$$f_0(x) = \pi^{1/2} \frac{k_{\parallel}}{|k_{\parallel}|} \exp(-x^2) + 2i S(x)$$

$$S(x) = \exp(-x^2) \int_0^x e^{t^2} dt.$$

Il est important de remarquer que $|\int_0(x)|$ est limité à $\pi^{1/2}$, valeur atteinte pour $X = 0$. Il en résulte que, en plasma chaud, le $k_{\parallel}$ de l'onde lente est limité et devient maximum pour

$$\lim_{\omega \rightarrow \omega_{ci}} |k_{\parallel}|^2_{k_{\perp}=0} = \frac{\omega_{pi}^2}{2c^2} \frac{\omega}{k_{\parallel} v_{th\parallel(i)}} \sqrt{\pi}$$

L'effet de température permet donc de propager une onde lente à $\omega \sim \omega_{ci}$, à condition que le $k_{\parallel}$ de l'onde soit choisi pour satisfaire à la relation ci-dessus. On rappellera que, en plasma froid, ceci n'était pas possible, et la résonance cyclotronique était seulement accessible le long d'une inhomogénéité parallèle au champ magnétique, le $k_{\parallel}$ étant libre de varier. En plasma chaud, par contre, on peut propager des ondes lentes à la fréquence cyclotronique ionique ω_{ci} dans une configuration axisymétrique ($k_{\parallel}$ limité), quand la température $T_{\parallel} = T_{\perp}$ et la densité du plasma remplissent la condition

$$(\omega_{pi}^2/2c^2) (\omega_{ci}/v_{th\parallel(i)}) \pi^{1/2} \rightarrow |k_{\parallel}|^3$$

Pour $n \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$, $\omega/k_{\parallel} v_{th\parallel(i)} = 10$, $T_i = 100 \text{ eV}$, $B_0 = 10 \text{ Kgauss}$: $|k_{\parallel}| \sim 0.4 \text{ cm}^{-1}$

correspondant à une longueur d'onde parallèle de 16 cm.

- Puissance absorbée

Encore une fois, pour calculer la puissance dissipée par absorption cyclotronique dans le cas d'un plasma caractérisé par des gradients de B_0 et n dans une direction (r) perpendiculaire au champ magnétique, nous admettrons que le tenseur de conductivité a localement la même forme que celui d'un plasma homogène, avec n , B_0 fonctions de r . Dans ces conditions, et supposant $J_{\parallel} = 0$ et $T_{\parallel} = T_{\perp}$, pour ω , $k_{\parallel}$ et $k_{\perp}$ réels, la puissance dissipée dans le plasma par effet cyclotronique est donnée par la relation

$$W_{cy} = \frac{\omega_{pi}^2}{8\sqrt{\pi}} \frac{1}{k_{\parallel} v_{th\parallel(i)}} \exp - \left[\left(\frac{\omega}{k_{\parallel} v_{th\parallel(i)}} \right)^2 \left(1 - \frac{\omega_{ci}}{\omega} \right)^2 \right] |E^{-}|^2$$

$$|E^{-}|^2 = |E_z - i E_{\theta}|^2 / 2$$

A cause de la présence du terme $(1 - \omega_{ci}/\omega)^2$ dans l'exponentiel et de la dépendance forte de $|E^{-}|^2/|E|^2$ de ω/ω_{ci} , la puissance locale absorbée par résonance cyclotronique dépendra fortement du rayon dans une configuration radialement inhomogène, et l'échauffement tendra à être concentré dans une couche radiale étroite.

3. 1. 4. Conclusion

Il sera intéressant de comparer l'importance relative des deux phénomènes de chauffage en plasma chaud présentés.

On supposera avoir choisi la fréquence et la longueur d'onde optimales dans les deux cas, pour rendre comparables les termes exponentiels dans les expressions des puissances. Pour un plasma radialement inhomogène, ceci revient à comparer les valeurs maximales, dans l'épaisseur du plasma, des deux puissances. On obtient donc, pour $E_{||} = 0$, $\beta_e = \beta_i$, $\omega \rightarrow \omega_{ci}$

$$\frac{W_{PH}}{W_{CY}} \sim 4 k_{\perp}^2 \frac{KT_i}{\omega_{ci}^2 m_i} \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{E_{\theta}^2}{|E|^2} \sim k_{\perp}^2 a_i^2 \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \frac{|E|^2}{|E|^2}$$

avec

$$|E|^2 = E_z^2 + E_{\theta}^2 \sim 0.5 |E_{\theta}|^2$$

et

$$a_i = (2KT_i / \omega_{ci}^2 m_i)^{1/2}$$

le rayon de giration des ions.

Puisque $W_{CY} \propto n_i$ et $W_{PH} \propto n_e$, cette expression donne en fait la comparaison entre les puissances par particule, dans les conditions de densité appropriées pour les deux phénomènes, et à $T_e = T_i$.

L'évaluation de l'importance relative de ces deux phénomènes en plasma chaud ainsi que la comparaison avec l'absorption collisionnelle des ondes rapides en plasma froid sera donnée par la suite pour une configuration à conducteur central.

R E F E R E N C E S

- / 1 / V. L. GINZBURG : "Propagation of electromagnetic waves in Plasmas", Gordon Breach, Science Publishers New York (1961)
- / 2 / T. H. STIX : "The theory of plasma waves", McGraw-Hill New York (1962) pp. 10
- / 3 / W. P. ALLIS : "Waves in anisotropic plasmas" M. I. T. Press, (1963) pp. 51
- / 4 / S. J. BUCHSBAUM : "Resonance in a plasma with two ion species" Phys. Fluids, 3, pp. 418 (1960).
- / 5 / W. P. ALLIS : "Waves in anisotropic plasmas" M. I. T. Press (1963) pp. 48
- / 6 / W. P. ALLIS : ibid : pp. 16
- / 7 / W. P. ALLIS : ibid : pp. 45 et 58
- / 8 / D. J. ROSE : "Plasmas and controlled fusion", M. I. T. Press (1962)
- / 9 / T. H. STIX : "The theory of plasma waves" McGraw-Hill New York (1962) pp. 252
- / 10 / / 11 / / 12 / T. H. STIX : "The theory of plasma waves" McGraw-Hill, New York (1962), chapitres 8 et 9.
- / 13 / P. L. AUER et coll. : "Collective oscillations in a cold plasma," Phys. Fluids, 1, p. 501 (1958)
- / 14 / K. G. BUDDEN : "Physics of the ionosphere", Physical Society, London (1955), p. 320
- / 15 / B. N. GERSHMAN : "Kinetic theory of magnetohydrodynamic waves", Zhur. Eksp. i. Teoret. Fiz., 24 (1953), p. 453
- / 16 / L. SPITZER : "Cooperative phenomena in hot plasmas", Nature, 181 (1958), p. 221
- / 17 / J. M. BERGER et coll. : "Heating of a confined plasma by oscillating magnetic fields", Phys. Fluids, 1, p. 301 (1958)

F I G U R E S

1. Représentation de l'indice dans le plan $n_{\parallel}^2$, $n_{\perp}^2$ dans les cas : $S < 0$, $S = 0$, $S > 0$, $D = 0$, $S = \infty$.
2. Représentation schématique des domaines de propagation pour $n_{\parallel}^2 = \text{constante}$ pour un plasma de deux espèces ioniques.
3. Hyperboles de propagation ($n_{\parallel}^2$, $n_{\perp}^2$) pour différentes valeurs de ω/ω_{cH} autour de la condition $S = 0$ pour un plasma $n_H = n_D = 10^{14} \text{cm}^{-3}$, avec $k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$ à $\nu = 10 \text{ Mhz}$.
4. Courbes de dispersion $k_{\perp}(\omega/\omega_{cH})$ autour de la condition $S = 0$ pour un plasma $n_H = n_D = 10^{14} \text{cm}^{-3}$ avec $k_{\parallel} = 0$ et $k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$ à $\nu = 10 \text{ Mhz}$.
5. Hyperboles^s de propagation ($n_{\parallel}^2$, $n_{\perp}^2$) pour différentes valeurs de $\omega/\omega_{ci} < 1$ pour un plasma d'une espèce ionique.
6. Domaines de propagation pour $n_{\parallel} = \text{constante}$ pour un plasma d'une espèce ionique.
7. Identification de la valeur de la composante du champ électrique E^- tournant dans le sens des ions aux frontières des domaines de propagation dans un plasma d'une espèce ionique avec $n_{\parallel} = \text{constante}$.
8. Superposition du profil radial de densité dans STATOR-B d'un plasma d'une espèce ionique propagatif pour les ondes rapides, sur les courbes de cutoff et $\Delta = 0$ pour une onde plane. Couches propagatives et évanescentes dans STATOR-B.
9. Courbe de dispersion $k(\omega/\omega_{ci})$ pour $k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$ pour un plasma d'une espèce ionique autour de la condition $\Delta = 0$.
10. Variation radiale de $k_{\perp}$ pour $k_{\parallel} = 0$ et $k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$ dans une configuration magnétique à conducteur central pour un plasma froid homogène de deux espèces ioniques (50 % H, 50 % D).
11. Amplitude relative de E^- en fonction de ω/ω_{ci} pour différentes valeurs de $X = \omega_{pi}^2/c^2 k_{\parallel}^2$ dans un plasma froid d'une espèce ionique, dans l'approximation $m_e = 0$.

12. Amplitude relative de E^- en fonction de ω/ω_{eH} dans un plasma froid de deux espèces ioniques pour différentes valeurs de n_H/n_D , pour $k_{||} = 0$.
13. Amplitude relative de E^- en fonction de ω/ω_{ci} et $X = \omega_{pi}^2 / K_{||}^2 c^2$ dans un plasma chaud avec $\mu = \omega / K_{||} V_{H||}^{(i)} = 10$.

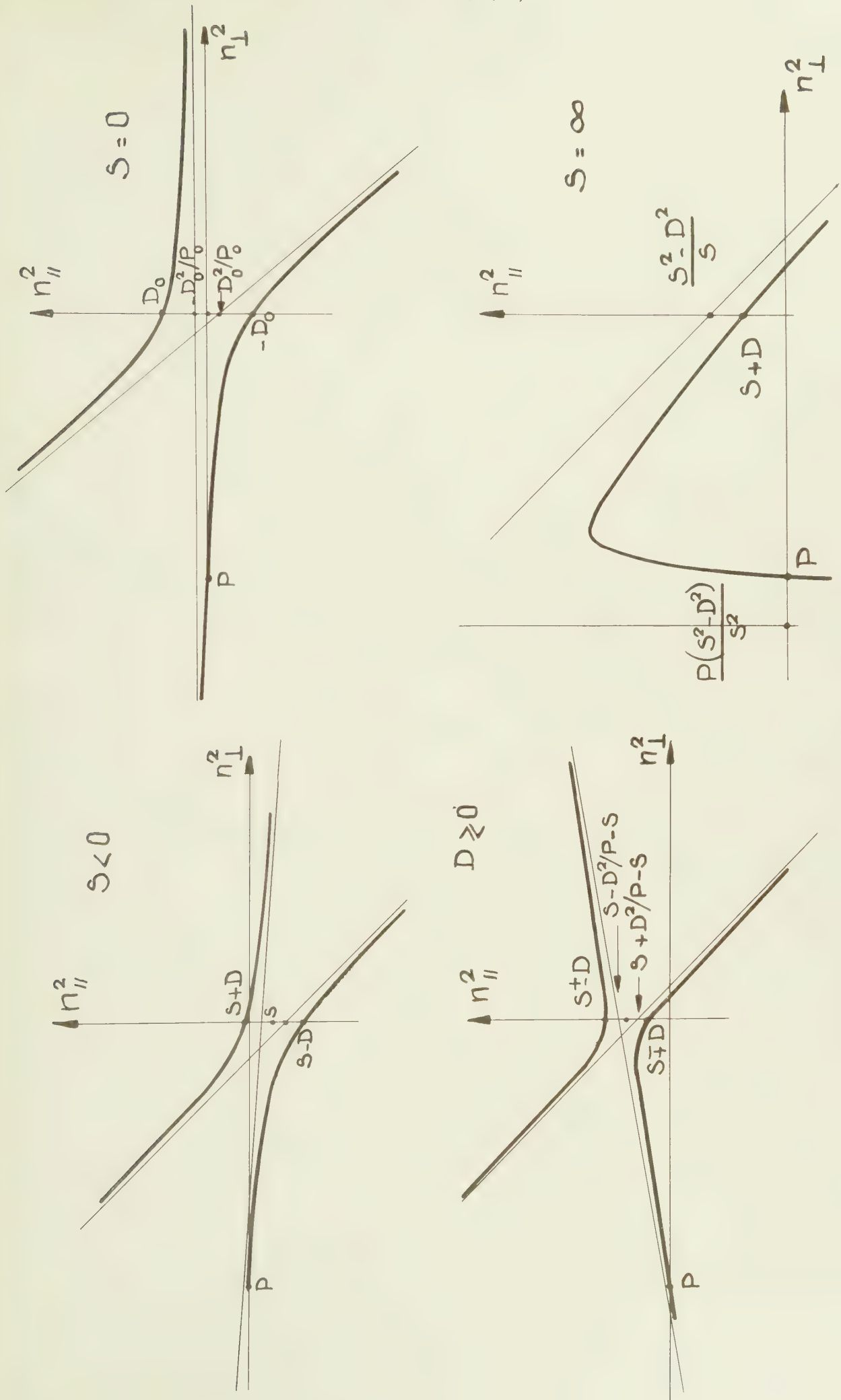


Figure 1 : Représentation de l'indice dans le plan $n_{\parallel}^2$, $n_{\perp}^2$ dans les cas : $S < 0$, $S = 0$, $S > 0$, $D = 0$, $S = \infty$.

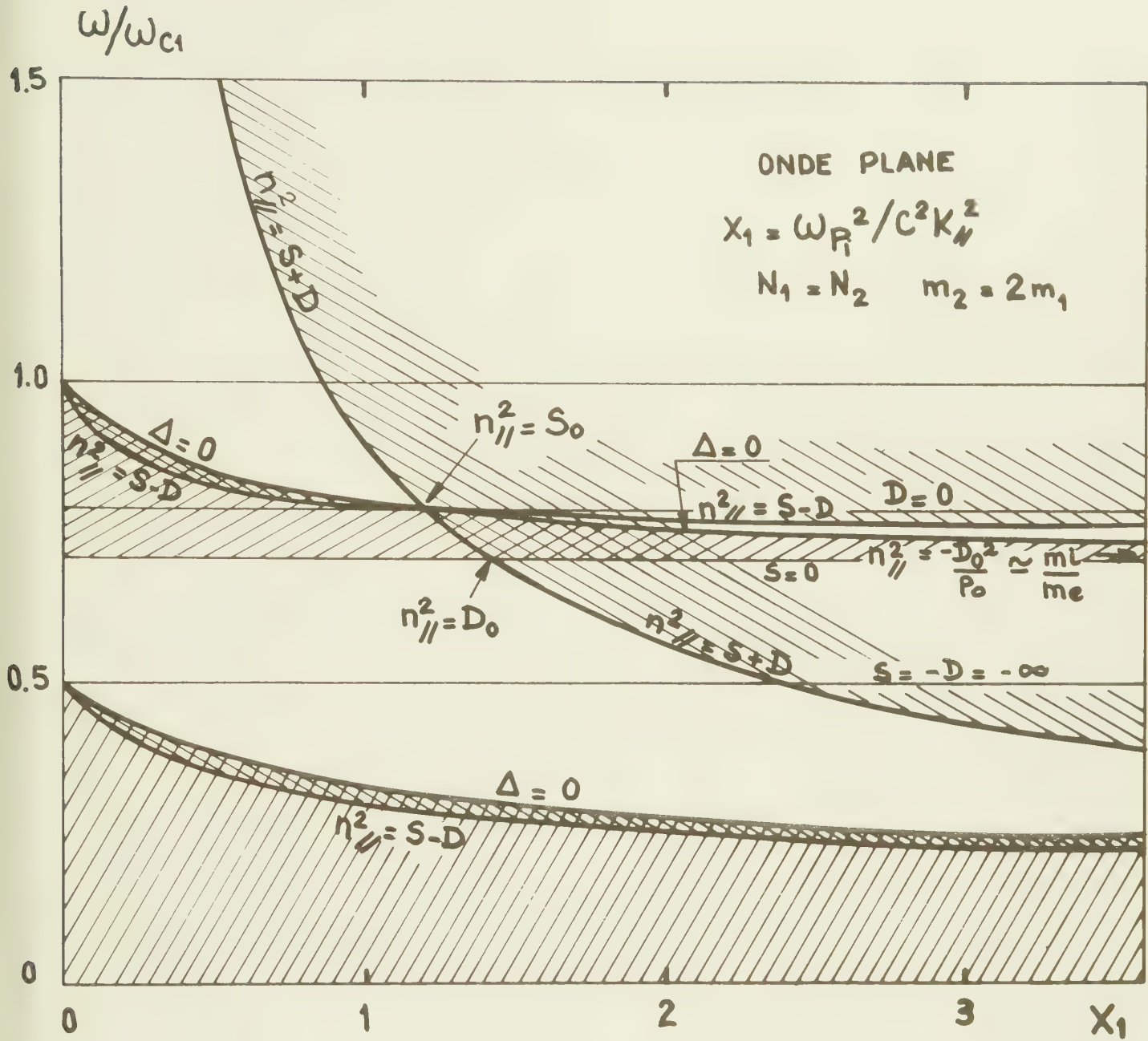


Figure 2 : Représentation schématique des domaines de propagation pour $n_{\parallel}^2 = \text{constante}$ pour un plasma de deux espèces ioniques.

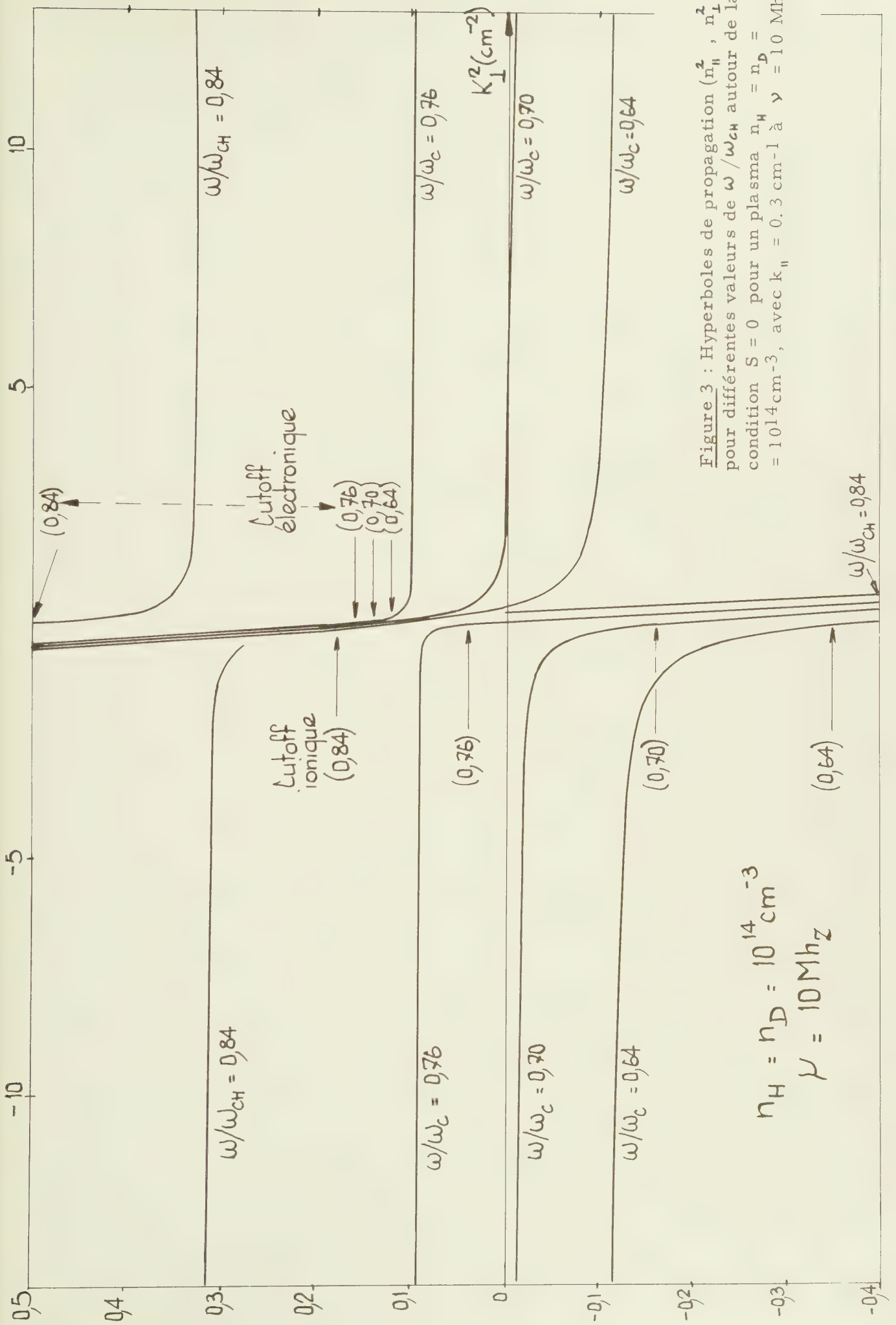


Figure 3 : Hyperboles de propagation (n_H^2, n_I^2) pour différentes valeurs de ω/ω_{CH} autour de la condition $S=0$ pour un plasma $n_H = n_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, avec $k_{||} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$ à $\nu = 10 \text{ MHz}$.

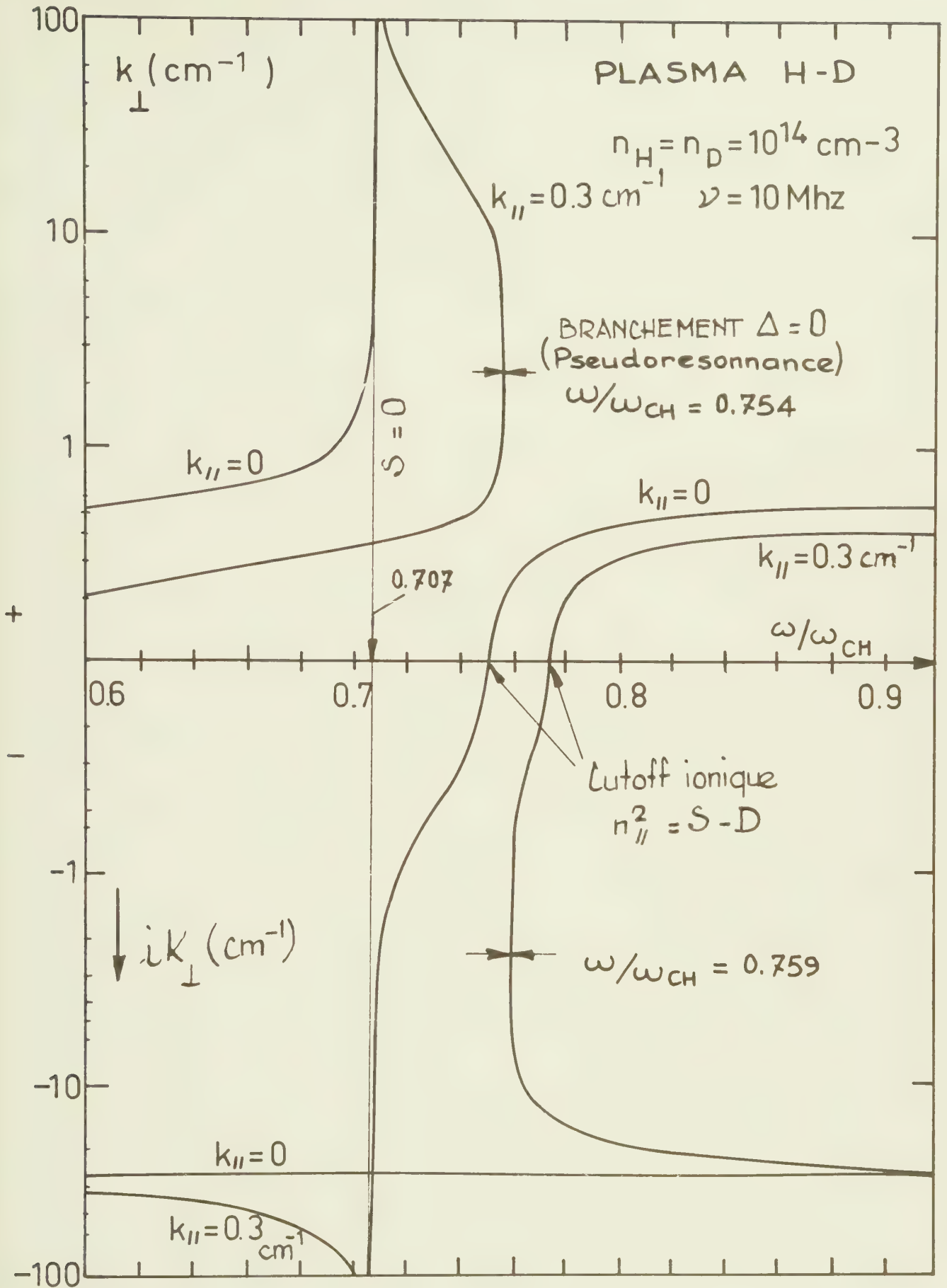


Figure 4 : Courbes de dispersion $k_{\perp} (\omega/\omega_{CH})$ autour de la condition $S = 0$ pour un plasma $n_H = n_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ avec $k_{||} = 0$ et $k_{||} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$ à $\nu = 10 \text{ Mhz}$.

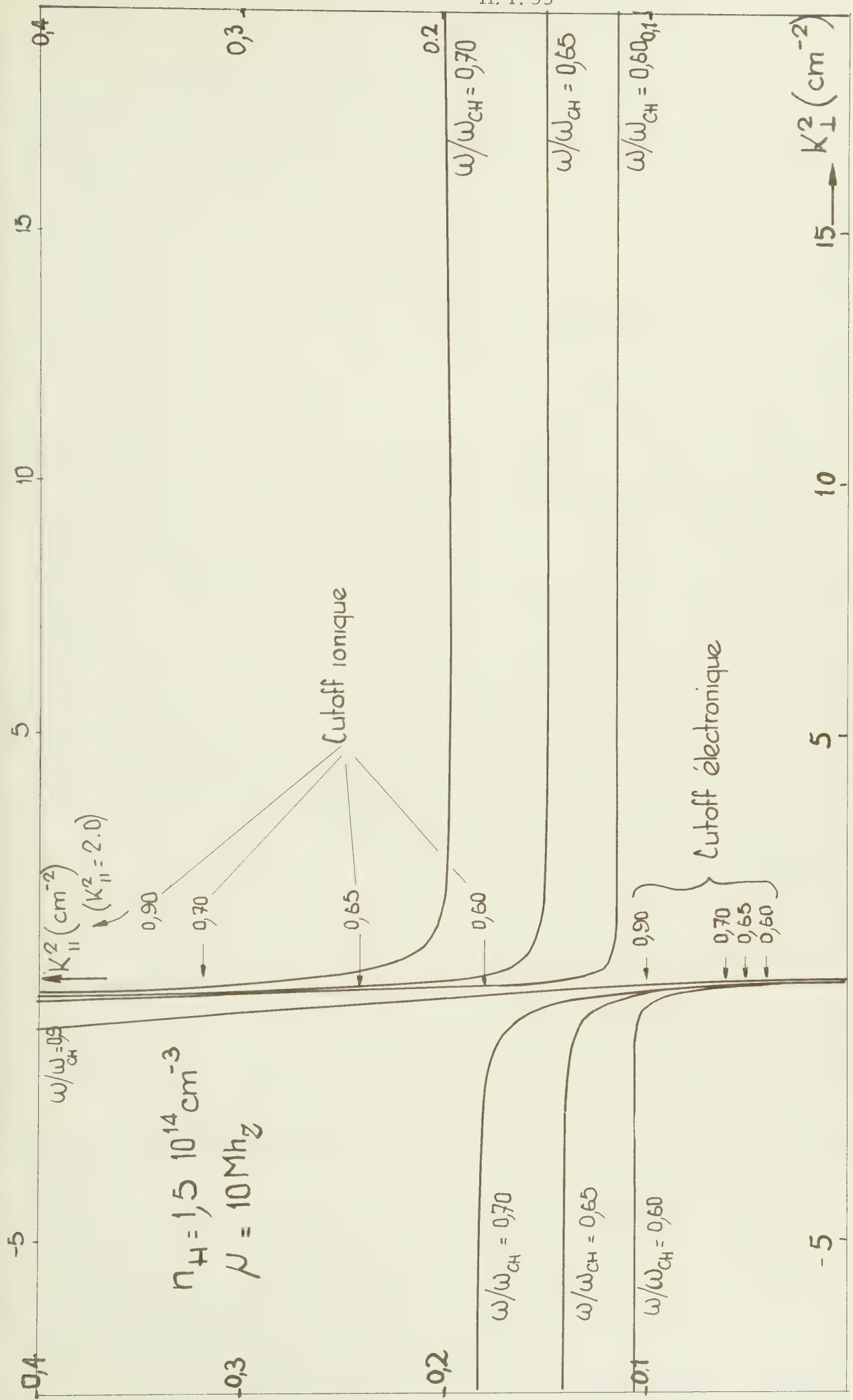


Figure 5 : Hyperboles de propagation ($n_{\parallel}^2$, $n_{\perp}^2$) pour différentes valeurs de $\omega/\omega_{ci} < 1$ pour un plasma d'une espèce ionique.

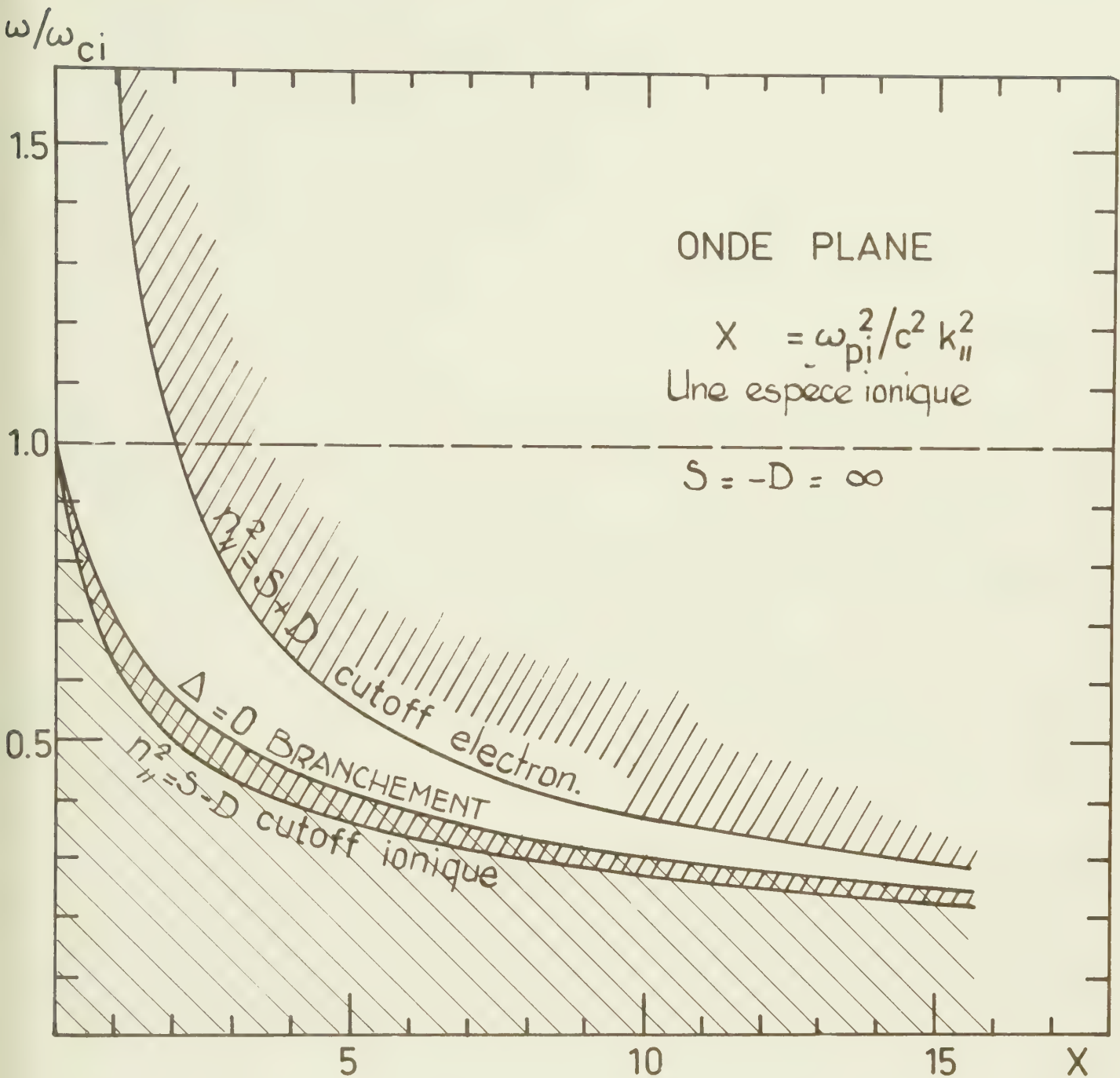


Figure 6 : Domaines de propagation pour $n_{||} = \text{constante}$ pour un plasma d'une espèce ionique.

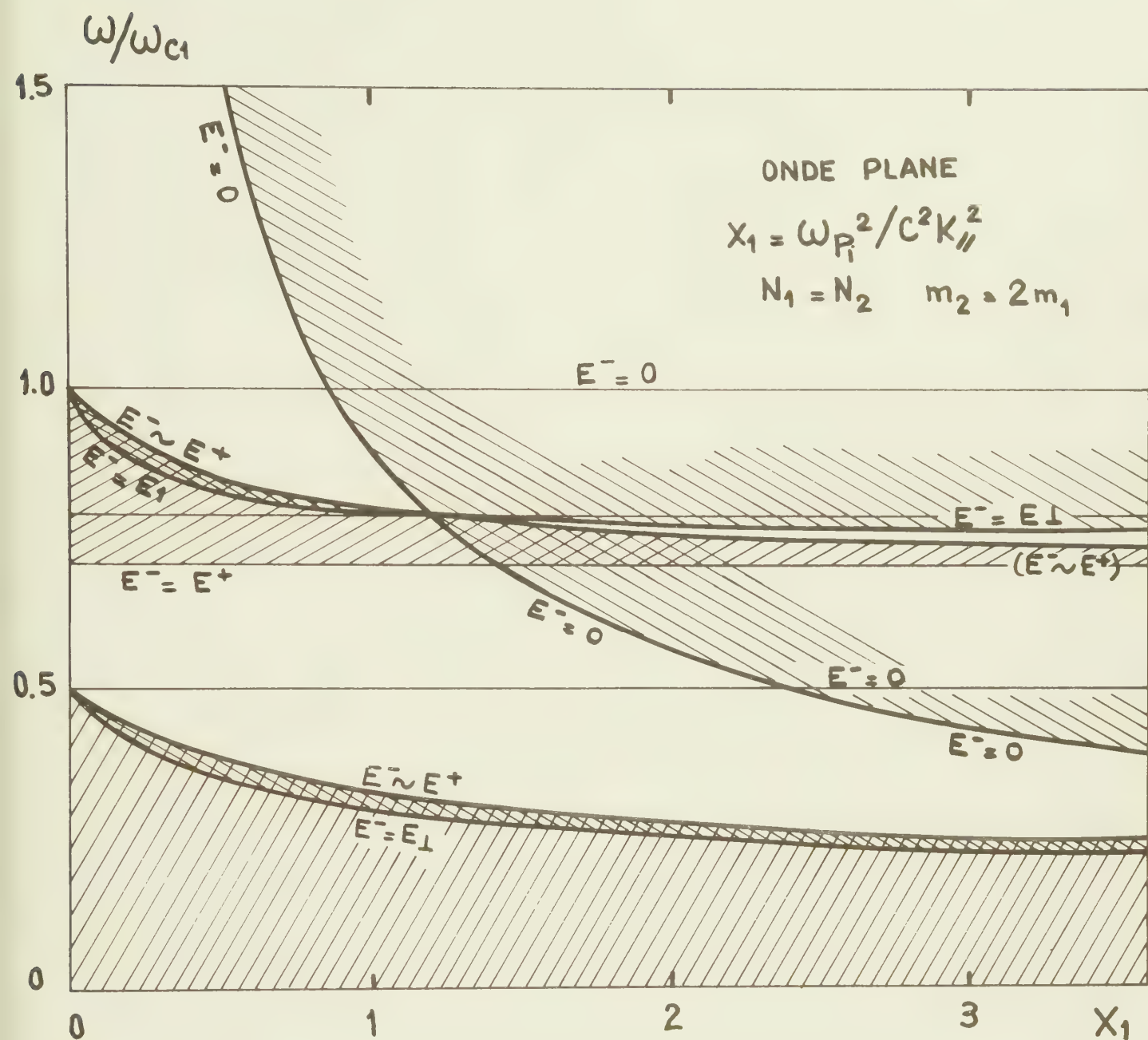


Figure 7 : Identification de la valeur de la composante du champ électrique E^- tournant dans le sens des ions aux frontières des domaines de propagation dans un plasma d'une espèce ionique avec $n_{||} = \text{constante}$.

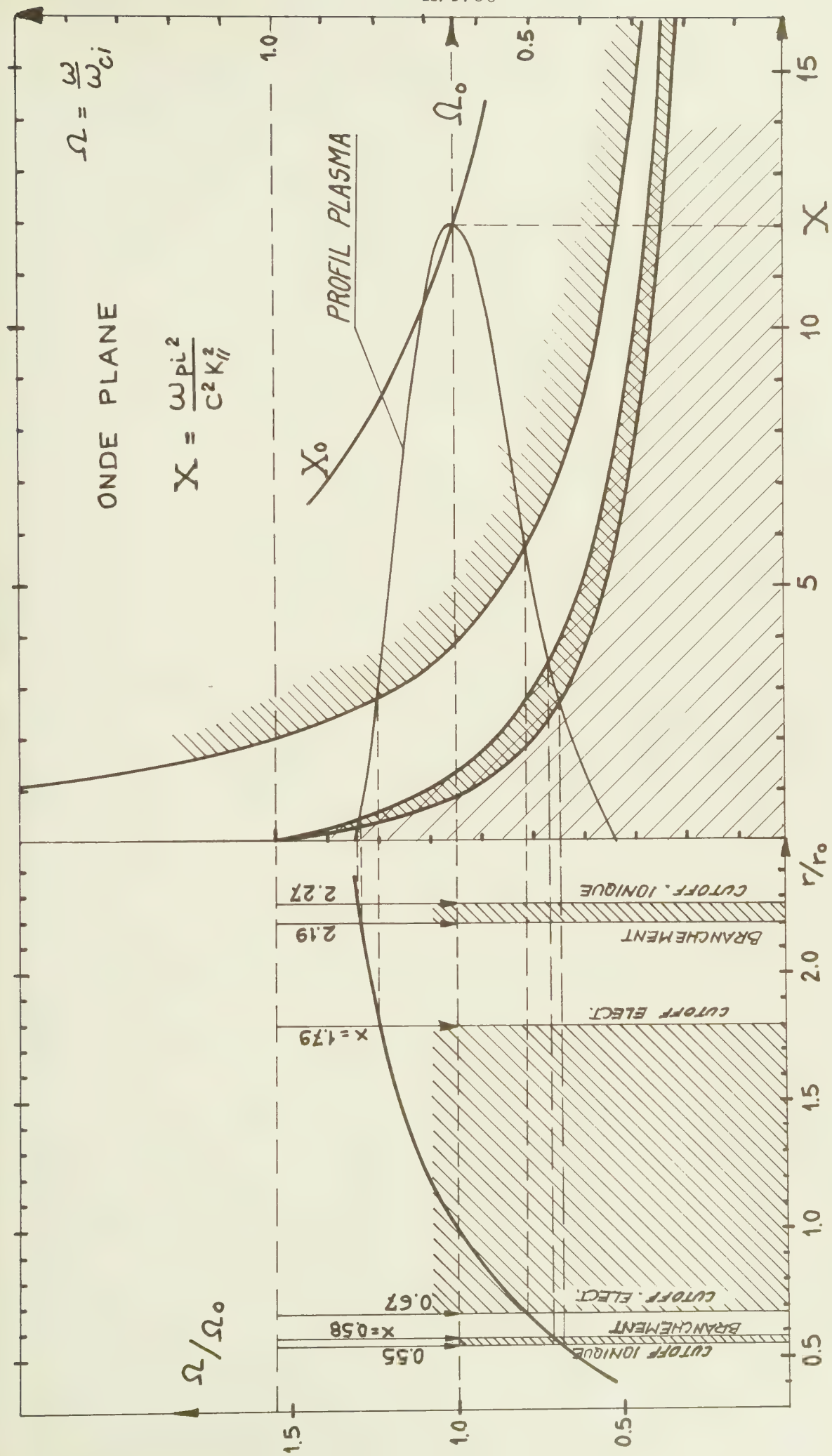


Figure 8 : Superposition du profil radial de densité dans STATOR-B d'un plasma d'une espèce ionique propagatif pour les ondes rapides, sur les courbes de cutoff et $\Delta = 0$ pour une onde plane. Couches propagatives et évanescentes dans STATOR-B.

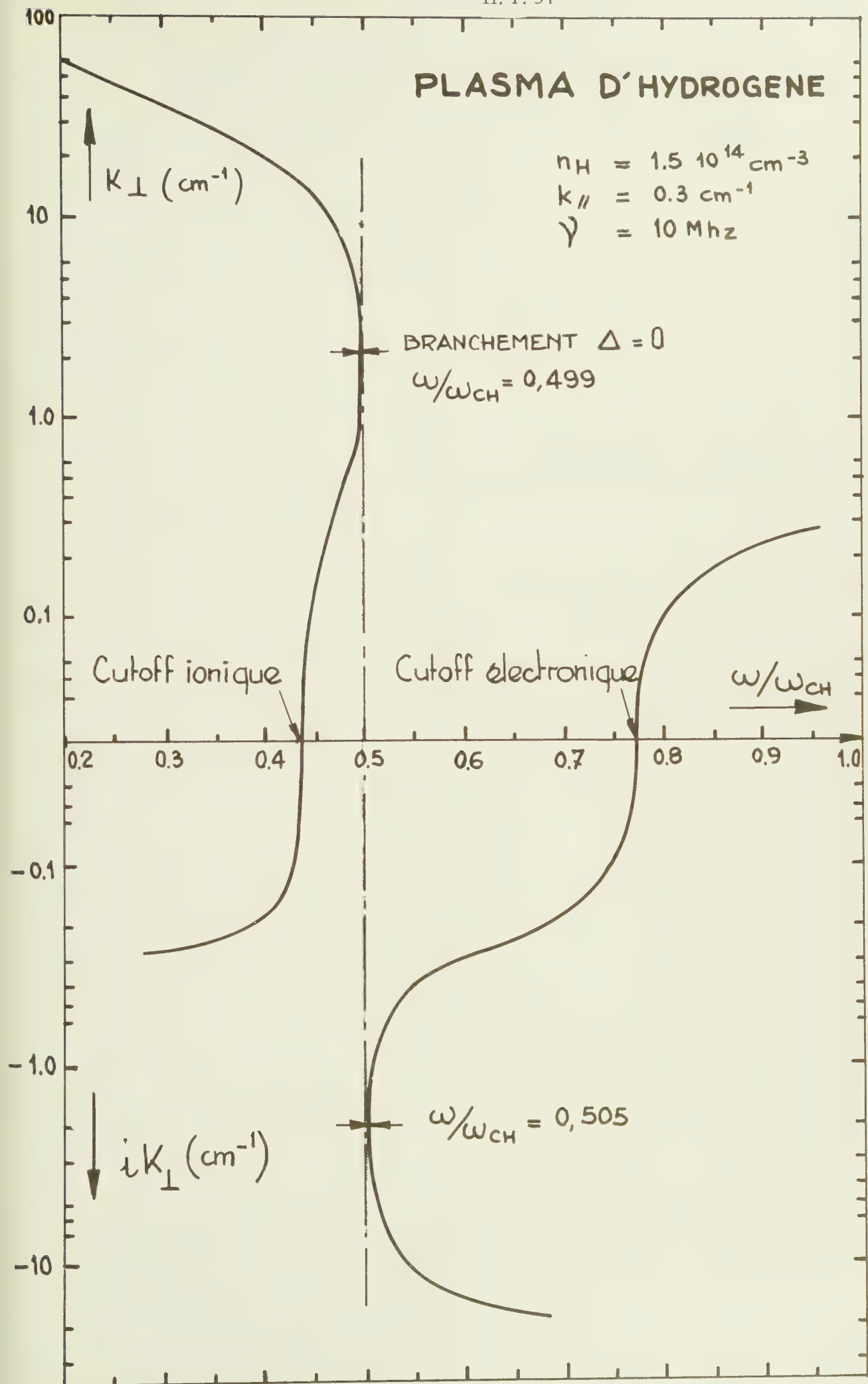


Figure 9 : Courbe de dispersion $k(\omega/\omega_{ci})$ pour $k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$ pour un plasma d'une espèce ionique autour de la condition $\Delta = 0$.

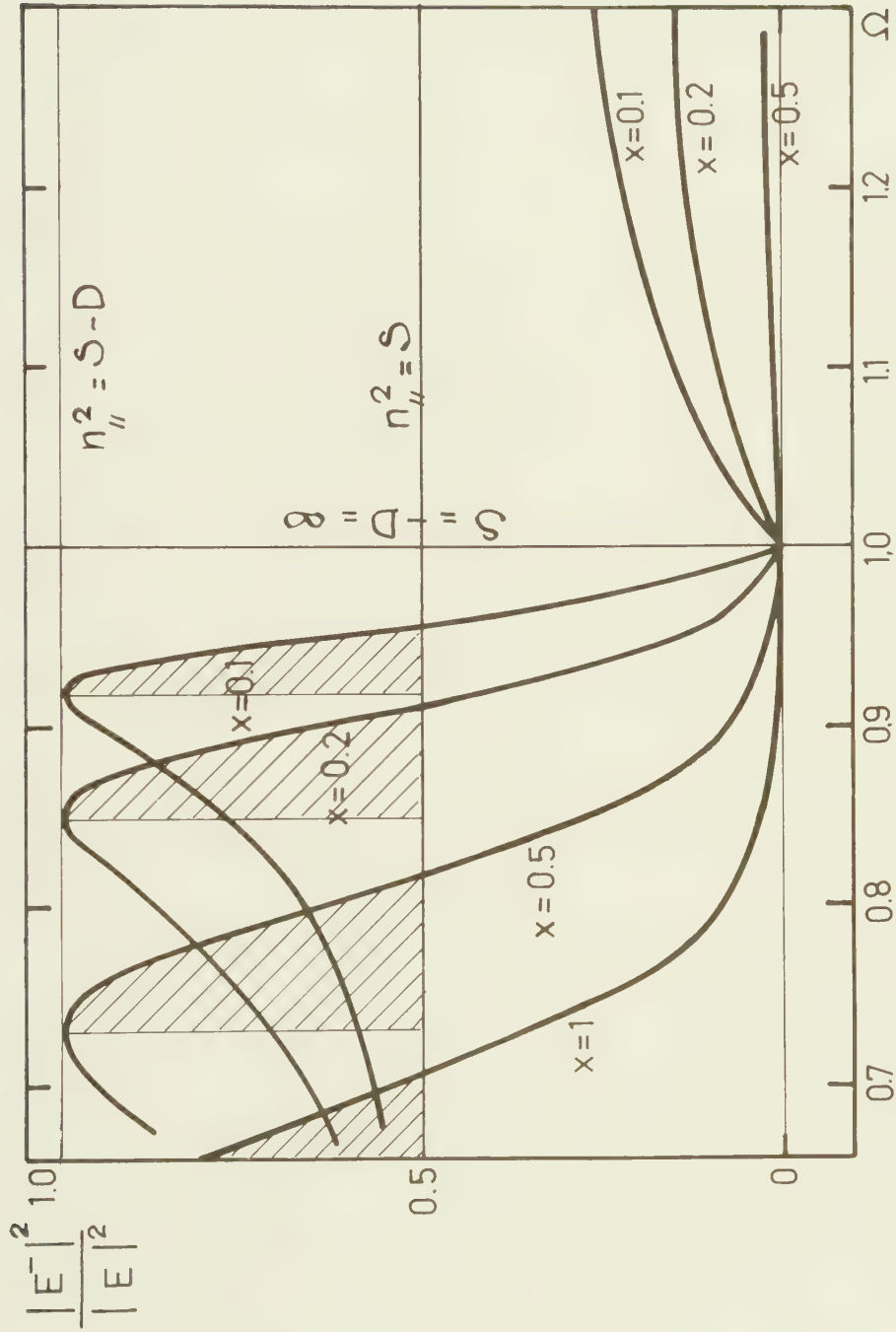


Figure 11 : Amplitude relative de E^- en fonction de ω/ω_i pour différentes valeurs de $X = \omega_{pi}^2/c^2 k_{||}^2$ dans un plasma froid d'une espèce ionique, dans l'approximation $m_e = 0$.

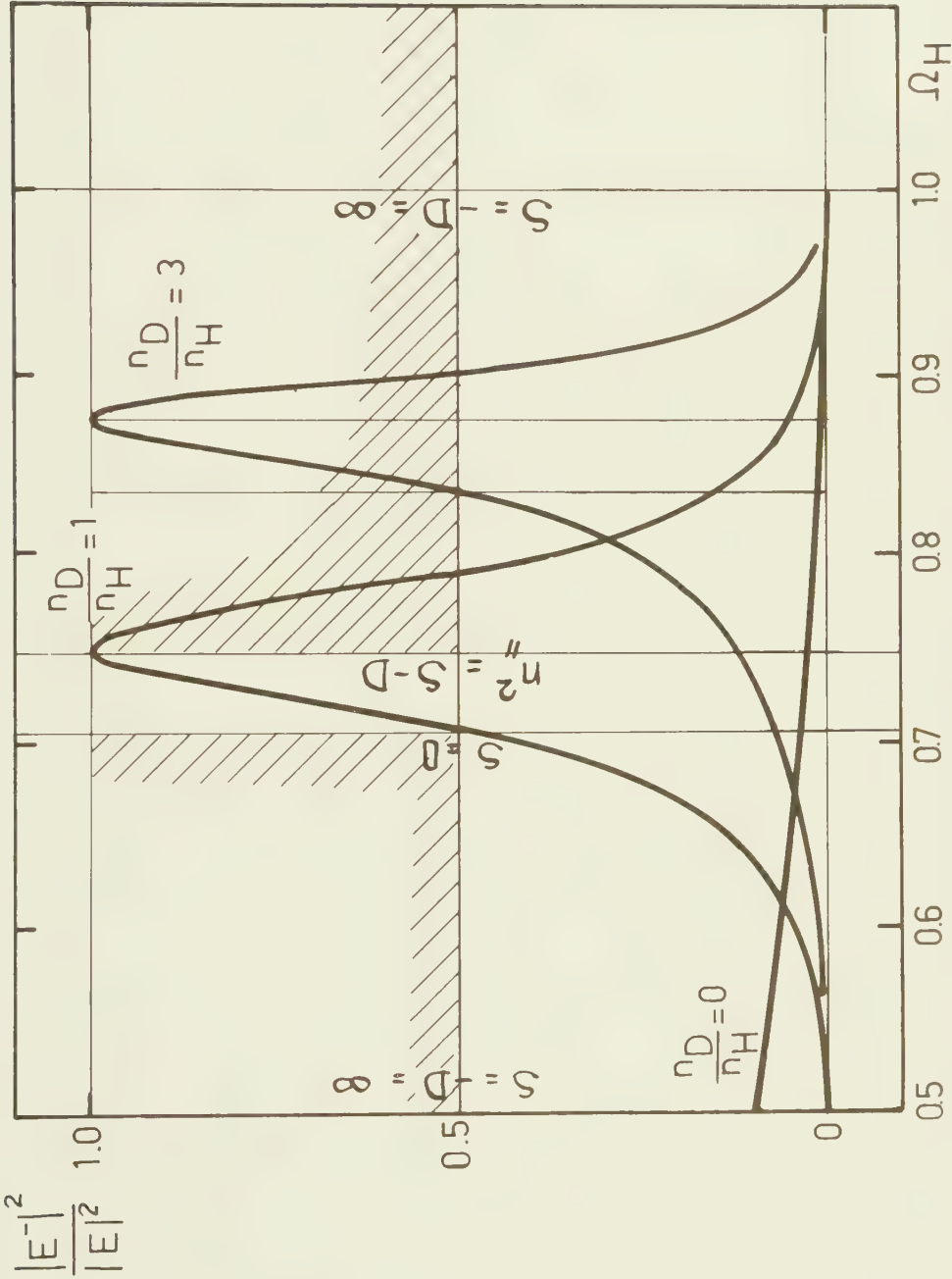


Figure 12 : Amplitude relative de E^- en fonction de ω/ω_{ce} dans un plasma froid de deux espèces ioniques pour différentes valeurs de n_D/n_H , pour $k_{\parallel} = 0$.

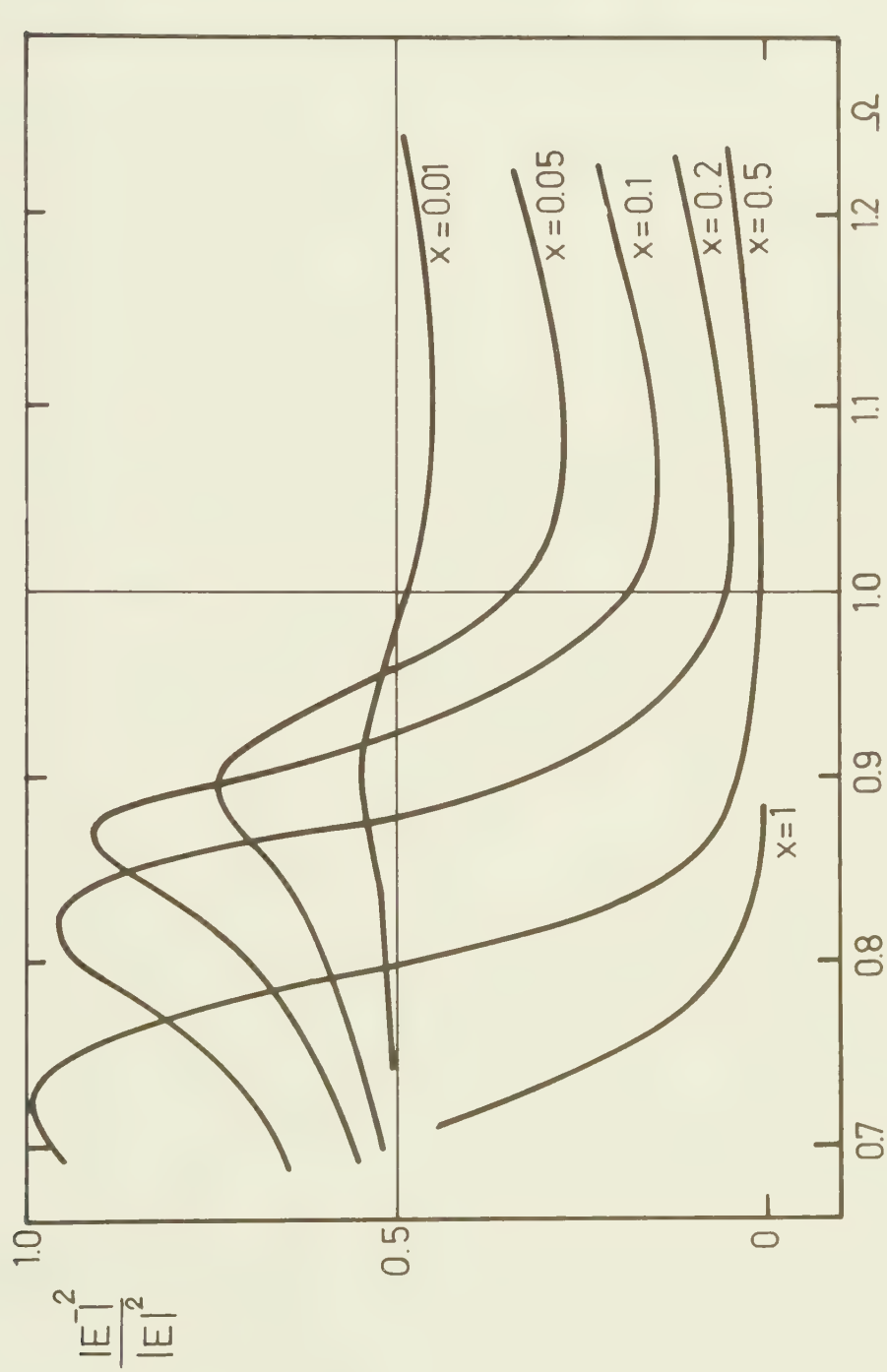


Figure 13 : Amplitude relative de E^- en fonction de ω/ω_{ci} et $X = \omega_{pi}^2/k_{||}^2 c^2$ dans un plasma chaud avec $\mu = \omega/k_{||} V_{th||} = 10$.

DEUXIEME PARTIE : THEORIE

CHAPITRE 2

Etude comparative des phénomènes d'absorption à $\omega \sim \omega_{ci}$ dans une configuration à conducteur central.

TABLE DES MATIERES

I. PLASMAS CHAUDS

1. 1. Absorption cyclotronique

- 1. 1. 1. Couche résonnante
- 1. 1. 2. Niveau unitaire d'absorption
- 1. 1. 3. Amplitude du champ oscillant
- 1. 1. 4. Puissance moyenne par particule

1. 2. Pompage magnétique sur les électrons

- 1. 2. 1. Terme exponentiel
- 1. 2. 2. Amplitude du champ oscillant
- 1. 2. 3. Puissance moyenne par particule

1. 3. Conclusions, plasmas chauds

2. PLASMAS FROIDS

2. 1. Absorption collisionnelle par les ions

- 2. 1. 1. Couche d'absorption
- 2. 1. 2. Niveau unitaire d'absorption
- 2. 1. 3. Amplitude du champ oscillant
- 2. 1. 4. Puissance moyenne par particule
- 2. 1. 5. Comparaison avec le chauffage cyclotronique évanescent

3. PLASMAS EXPERIMENTAUX DANS STATOR-B

3. 1. Chauffage cyclotronique évanescent

3. 2. Chauffage par l'onde magnétoacoustique rapide

CHAPITRE 2

Etude comparative des phénomènes d'absorption à $\omega \sim \omega_{ci}$ dans une configuration à conducteur central.

Nous passerons ici en revue les mécanismes d'absorption mis en évidence dans les paragraphes précédents, en plasma froid et en plasma chaud, et envisagerons leur application dans une configuration à conducteur central.

La configuration (figure 1) est celle d'une colonne cylindrique de plasma avec un conducteur dans lequel passe un courant continu, sur l'axe. Ce conducteur crée un champ magnétique azimuthal, inversement proportionnel à la distance r de l'axe : $B_\theta(r) \propto 1/r$.

Un champ magnétique B_z crée par un solénoïde entourant la colonne de plasma, est superposé au champ azimuthal.

Le champ magnétique résultant, $B = (B_z^2 + B_\theta^2)^{1/2}$ est hélicoïdal, avec un pas croissant avec la distance de l'axe r . Les deux composantes sont égales à un rayon r_0 proche du maximum de densité de la colonne de plasma.

Dans cette partie on considérera toutefois un profil uniforme de densité.

Une antenne inductrice est enroulée autour de la colonne de plasma imposant sur toute la longueur de la colonne la composante $k_\parallel(r)$ du vecteur de propagation, parallèle au champ magnétique.

I. PLASMAS CHAUDS

Nous commencerons par les mécanismes en plasma chaud, examinés en dernier lieu dans ce qui précède.

1. 1. Absorption cyclotronique

La valeur locale de la puissance absorbée par particule est donnée par :

$$\frac{W_{cy}}{n_i} = \frac{\omega_{pi}^2}{8\pi^{1/2}n_i} \frac{1}{k_\parallel v_{th(i)}} |E^-|^2 \exp - \left(\frac{\omega}{k_\parallel v_{th(i)}} \right)^2 \left[1 - \left(\frac{\omega_{ci}}{\omega} \right) \right]^2,$$

indépendante de la densité, avec

$$|E^-| = \left(\frac{E_x - i E_y}{2} \right)^{1/2}$$

1. 1. 1. Couche résonnante

L'absorption ne peut être importante que si ω / ω_{ci} est proche de 1. Si le champ magnétique est fonction de r , la couche dans laquelle l'absorption est possible a une épaisseur donnée par (négligeant la dépendance radiale de $k_{||}$) :

$$\delta_c = 2 k_{||} v_{th(i)} / \omega'_{ci}$$

avec

$$\omega'_{ci} = d \omega_{ci} / dr.$$

Dans une configuration à conducteur central telle que $B_z = B$ à $r = r_0$

$$(\omega'_{ci})_0 = - \omega_{ci}(r_0) / 2 r_0$$

et

$$\frac{\delta_c}{r_0} \sim \frac{4 k_{||} v_{th(i)}}{\omega_{ci}(r_0)}$$

Pour assurer un couplage aussi efficace que possible entre l'antenne inductrice et le plasma, le $k_{||}$ de l'antenne doit être choisi de façon que

$$k_{||} r_0 \leq 1$$

On obtient donc, à couplage constant :

$$\delta_c \sim 4 \frac{v_{th(i)}}{\omega_{ci}(r_0)} = 4 (a_i)_0$$

Dans les conditions de couplage maximal, l'épaisseur δ_c de la couche chauffée est d'environ quatre fois le rayon de giration des ions, proportionnelle à $T_i^{1/2}$ et inversement proportionnelle au niveau du champ de confinement B_0 .

La fraction de plasma chauffée par absorption cyclotronique, δ_c / r_0 , est d'autant plus petite que la dimension du plasma est grande.

1. 1. 2. Niveau unitaire d'absorption

Pour un champ électrique $|E|$ donné, le niveau d'absorption dans la couche chauffée est déterminé par le facteur:

$$\varphi = \frac{\omega_{pi}^2}{k_{||}^2 c^2} \cdot \frac{\omega}{k_{||} v_{th(i)}}$$

Le terme de polarisation $|E^-| / |E|$ décroît de sa valeur à vide (0,5) quand φ croît. Pour $\varphi \leq 1$ la composante E^- du champ électrique tournant dans le sens des ions est supérieure à $0,3 |E|$: dans ces conditions, 10% de l'énergie électromagnétique locale sont disponibles pour le chauffage cyclotronique. Pour un plasma de $n \sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$,

$\omega = 5.10^7 \text{ s}^{-1}$ et $k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$ ces conditions sont réalisées pour une température $T \gg 520 \text{ ev}$ dans le cas de l'Hydrogène, et $T \gg 260 \text{ ev}$ dans le cas du Deutérium.

La figure 2 représente l'échauffement par particule pour un champ électrique $/E/$ unitaire en fonction de ω/ω_{ci} calculé pour différentes valeurs de $X = \omega_{pi}^2 / k_{\parallel}^2 c^2$, $\omega = 5.10^7 \text{ s}^{-1}$, et $\omega/k_{\parallel} V_{thi} = 10$ ($k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$, $T = 280 \text{ ev}$, pour le Deutérium) : $\varphi = 10 X$.

Pour des valeurs faibles de X la courbe est symétrique et déterminée principalement par le terme exponentiel. Pour X élevé la composante $E_{\parallel}$ est partiellement court-circuitée et l'absorption décroît, particulièrement pour des valeurs de ω/ω_{ci} inférieures à 1.

La figure 3 montre le profil d'absorption calculé en fonction du rayon dans une configuration magnétique à conducteur central avec $r \sim 4.5 \text{ cm}$, pour $/E/ = 10 \text{ v/cm}$ et pour les conditions particulières indiquées. La largeur à mi-hauteur de la couche chauffée est de 1 cm environ. L'échauffement par particule dans la couche atteint $3 \text{ ev}/\mu\text{s}$.

1. 1. 3. L'amplitude du champ oscillant.

En l'absence de plasma, ou dans des conditions éloignées de celles correspondant à un mode propre d'oscillation de la colonne de plasma, le champ électromagnétique induit par une antenne extérieure est nécessairement évanescent. Une amplification importante de ce champ pourrait résulter de l'excitation d'une onde cyclotronique. Pour que cela soit possible, le $k_{\parallel}$ de la bobine d'excitation et les caractéristiques du plasma devraient satisfaire à la relation

$$k_{\parallel}^2 = \left(\frac{\omega_{pi}^2}{2c^2} - \frac{\omega_{ci}}{k_{\parallel} V_{thi}} \pi^{1/2} \right)$$

Pour $k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$, $\omega_{ci} \approx \omega = 5.10^7 \text{ s}^{-1}$ et une densité $n = 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ la température à réaliser serait de $T \sim 520 \text{ ev}$ en Hydrogène et $T \sim 260 \text{ ev}$ en Deutérium.

La propagation d'ondes cyclotroniques à $\omega = \omega_{ci}$ dans un plasma chaud n'a pas jusqu'ici été vérifiée expérimentalement.

Dans un plasma froid, d'autre part, l'excitation d'une onde cyclotronique n'est possible que si $\omega/\omega_{ci} < 1$ dans tout le plasma. Dans ces conditions, la couche d'absorption cyclotronique serait nécessairement localisée sur le bord extérieur du plasma. Il apparaît donc que dans le cas de dispositifs à conducteur central de performances modestes, l'utilisation de champs évanescents est la seule possibilité pour appliquer le chauffage cyclotronique. Le calcul du profil radial de $|E|$ dans le vide pour

$k_{\parallel} = 0.3 \text{ cm}^{-1}$, $r \sim 4 \text{ cm}$ montre qu'une amplitude totale de $\sim 10 \text{ v/cm}$ peut être obtenue à $r = r_0$ avec des tensions sur le bobinage inducteur inférieures à 50 Kvolt.

1. 1. 4. Puissance moyenne par particule

Les considérations précédentes permettent d'écrire pour la puissance moyenne absorbée par particule dans une configuration à conducteur central par effet cyclotronique :

$$\left\langle \frac{W_{cy}}{n_i} \right\rangle \sim \left(\frac{1}{8\pi^{1/2}} \frac{\omega_{pi}^2}{n_i} \frac{1}{k_{\parallel} V_{th(i)}} \right) \frac{|E^-|_{ev}^2}{|E|_{ev}^2} \frac{|E|_{ev}^2}{|E|_{os}^2} \frac{N}{N_0}$$

dans les conditions où le terme exponentiel est de l'ordre de l'unité, avec $|E|_{ev}$ le module du champ électrique évanescent ; $|E|_{os}$ le module du champ électrique obtenu lors de l'excitation d'un mode propre de la colonne de plasma, N le nombre de particules dans la section de la couche résonnante, N_0 le nombre total de particules dans le plasma. On a pour $\omega \sim \omega_{ci}$

$$|E^-|_{ev}^2 \simeq 5 \cdot 10^{-2} |E|_{ev}^2 \quad \text{pour } n_D = 10^{13} \text{ cm}^{-3}, T_D = 70 \text{ eV}$$

$$|E|_{ev} \simeq 0.1 |E|_{os}$$

$$\frac{N}{N_0} \sim \frac{3 \delta_c}{2 n_0} \sim \frac{6 k_{\parallel} V_{th(i)}}{(\omega_{ci})_0}$$

on a donc

$$\left\langle \frac{W_{cy}}{n_i} \right\rangle^* \sim \left(\frac{1}{8\pi^{1/2}} \frac{\omega_{pi}^2}{n_i} \frac{1}{k_{\parallel} V_{th(i)}} \right) \left(3 \cdot 10^{-3} \frac{k_{\parallel} V_{th(i)}}{(\omega_{ci})_0} \right) |E|_{os}^2$$

1. 2. Pompage magnétique sur les électrons

La valeur locale de la puissance absorbée par particule est indépendante de la densité et donnée par :

$$\left\langle \frac{W_{PH}}{n_e} \right\rangle = \frac{c^2}{8\pi^{1/2}} \left\{ \frac{\beta_{\perp}(e)}{n_e} \frac{1}{k_{\parallel} V_{th}(e)} \exp - \left(\frac{\omega}{k_{\parallel} V_{th}(e)} \right)^2 \right\} k_{\perp}^2 E_{\theta}^2$$

où E_{θ} est la composante du champ électrique total, perpendiculaire au rayon et au champ magnétique.

1. 2. 1. Terme exponentiel

Le terme exponentiel ne dépend pas du niveau du champ magnétique de confinement. Si donc le champ magnétique est fonction de r , le terme exponentiel dépendra du rayon uniquement à cause de la variation

de direction du champ magnétique avec le rayon, qui entraîne une variation de $k_{\parallel}$. Cette variation a été négligée dans les considérations sur le chauffage cyclotronique, et l'on fera de même ici encore. Pour le pompage magnétique sur les électrons dans une configuration à conducteur central, il n'y a donc pas de phénomène de couche, et toute l'épaisseur du plasma est chauffée : $N = N_0$.

1.2.2. L'amplitude du champ oscillant

L'excitation d'une onde magnétoacoustique ne présente pas les difficultés décrites pour une onde cyclotronique. Les conditions correspondant à un mode propre d'oscillation de la colonne de plasma étant réalisées, on peut compter sur une amplification importante du champ électrique dans le plasma par rapport à la valeur dans le vide. Des valeurs de $|E|$ de 100 v/cm sont envisageables dans une configuration à conducteur central, avec $r_0 \sim 4.5$ cm et $k_{\parallel} \sim 0.3 \varepsilon^{m-1}$ pour des tensions sur le bobinage inducteur inférieures à 50 KV. Cette valeur de $|E|$ est dix fois supérieure à celle envisagée pour le chauffage cyclotronique.

1.2.3. Puissance moyenne par particule

On peut écrire, pour $n_i = n_e$, $T_i = T_e$ et dans les conditions où le terme exponentiel est de l'ordre de 1 :

$$\left\langle \frac{W_{PM}}{n_e} \right\rangle = \left(\frac{1}{8\pi^{1/2}} \frac{\omega_{pi}^2}{n_i} \frac{1}{k_{\parallel} V_{th(i)}} \right) \left\{ K_v^2 \left(\frac{V_{th(i)}}{\omega_{ci}} \right)^2 \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \right\} \frac{E_{\theta}^2}{|E|_{os}^2} |E|_{os}^2$$

toute la section du plasma étant intéressée par ce phénomène.

On a donc, avec $E_{\theta}^2 \sim 0.5 |E|^2$:

$$\left\langle \frac{W_{PM}}{n_e} \right\rangle = \left(\frac{1}{8\pi^{1/2}} \frac{\omega_{pi}^2}{n_i} \frac{1}{k_{\parallel} V_{th(i)}} \right) \left\{ \frac{1}{2} K_v^2 \left(\frac{V_{th(i)}}{\omega_{ci}} \right)^2 \left(\frac{m_e}{m_i} \right)^{1/2} \right\} |E|_{os}^2$$

On peut facilement vérifier que pour $T_i = T_e$ si ω est suffisamment proche de ω_{ci} les exponentiels qui figurent dans les expressions de W_{cy} et W_{PM} sont comparables.

1.3. Conclusions, plasmas chauds

a)- Dans une configuration à champ magnétique inhomogène dans laquelle $|B|$ est minimum au bord extérieur du plasma (STATOR) l'utilisation de champs électromagnétiques évanescents apparaît comme la seule possibilité pour appliquer le chauffage cyclotronique. Dans ce cas, cette méthode peut être efficace à condition d'être appliquée à un plasma de di-

mension réduite, de densité faible, à bas niveau de champ magnétique. Pour les configurations à conducteur central, les conditions à respecter sont approximativement:

$$r_0 \leq 2 a_i$$

$$n \leq 8 \cdot 10^{15} a_i / r_0^3$$

où r_0 est le rayon moyen du plasma en centimètres, et a_i le rayon de Larmour des ions.

b)- Le chauffage par pompage magnétique sur les électrons est localement bien moins efficace dans les mêmes conditions ($\sim 10^{-3}$). Toutefois, toute l'épaisseur du plasma est intéressée quelle que soit la dimension radiale, et les ondes magnétoacoustiques se propagent à $\omega = \omega_{ci}$ même en plasma froid, permettant d'envisager l'excitation de modes propres d'oscillation de la colonne de plasma, avec une amplification importante du champ électrique par rapport à sa valeur dans le vide ($\sim 5 - 10$).

Les expressions obtenues pour la puissance moyenne par particule permettent de comparer l'importance des deux phénomènes en plasma chaud envisagés, dans le cas d'une configuration à conducteur central de taille moyenne.

On a

$$\frac{\langle W_{PM}/n \rangle}{\langle W_{CY}/n \rangle^*} \simeq \frac{3 \cdot 10^9}{\omega} \frac{k_z^2}{K_{||}^2} \left(\frac{m_H}{m_i} \right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{m_H} \right)^{1/2} \left(\frac{T_i}{50} \right)^{1/2} , \left(\begin{array}{l} n_D^* = 10^{13} \text{ cm}^{-3} \\ T_D^* = 70 \text{ eV} \end{array} \right)$$

avec T_i en électronvolt, pour $\omega = \omega_{ci}$. Pour

$$K_{||} \sim K_z \sim \frac{1}{r_0} , \quad m_i = m_D$$

on obtient

$$\frac{\langle W_{PM}/n \rangle}{\langle W_{CY}/n \rangle^*} \sim 4 \cdot 10^7 \frac{1}{r_0 \omega} \left(\frac{T_i}{50} \right)^{1/2}$$

soit, pour $\omega \sim 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $r_0 \sim 4.5 \text{ cm}$:

$$\frac{\langle W_{PM}/n \rangle}{\langle W_{CY}/n \rangle^*} \sim 2,5 \cdot 10^{-2} T_i^{1/2} \sim \left(\frac{T_i}{1600} \right)^{1/2} \ll 1 .$$

2. PLASMA FROIDS

Les considérations présentées lors de la discussion de la propagation d'ondes de basse fréquence ($\omega \sim \omega_{ci}$) dans un plasma froid permettent

de nous servir d'un modèle simplifié dans l'évaluation de l'absorption de ces ondes dans un plasma à faible température. En résumant :

- a)- On négligera les effets d'absorption résistive dus au champ électrique parallèle au champ magnétique.
- b)- Dans une configuration fortement inhomogène radialement, telle que celle d'un dispositif à conducteur central de moyenne taille ($r_0 \sim 4.5 \text{ cm}$) la couche où le $K_{\perp}$ devient grand ($\Delta = 0$, ou $S = 0$) est très proche ($\sim 0.3 \text{ cm}$) de la couche de cutoff. En général, les effets des singularités sur l'amplitude du champ électrique sont fortement réduits par l'inhomogénéité et seront en première approximation négligés.
- c)- Dans un plasma comportant deux espèces ioniques le champ oscillant communique aux deux types d'ions des mouvements différents autour de la condition de cutoff ionique. Les collisions ion-ion introduisent une friction au sein du plasma qui tendra à transformer en énergie thermique l'énergie orientée du mouvement oscillatoire.

2. 1. Absorption collisionnelle par les ions

Nous considérerons donc un plasma deux espèces ioniques, dans l'approximation $m_e = 0$, $T_e = T_i = 0$

La valeur locale de la puissance absorbée par particule d'une espèce est proportionnelle à la densité de l'autre espèce. On a,

$$(1) \quad \frac{W_{\text{coll}}}{n_i} = \frac{c^2}{8\pi\omega} \left\{ \frac{\gamma^+}{n_i} |E^+|^2 + \frac{\gamma^-}{n_i} |E^-|^2 \right\}$$

ou l'on a négligé le champ électrique parallèle, $E_{\parallel} = 0$, et $\gamma^{\pm}$ et $C^{\pm}$ sont donnés par :

$$\gamma^{\pm} = G \omega_{p1}^2 \omega_{p2}^2 \frac{\omega}{\omega_{c1} \omega_{c2}} \left[\frac{\omega (\omega_{c1} - \omega_{c2})}{(\omega \pm \omega_{c1}) (\omega \pm \omega_{c2})} \right]^2$$

$$G = \frac{1}{c^2} (1.42 \cdot 10^{-14} \ln \Lambda) \left(\frac{m_e}{m_H} \right)^{1/2} T_i^{-3/2}$$

avec m_r la masse réduite du mélange, m_H la masse atomique de l'Hydrogène, T_i la température ionique en électronvolts et $\Lambda \sim 9$ fois le nombre d'électrons dans une sphère de Debye.

2. 1. 2. Couche d'absorption

Pour une fréquence choisie de manière que $\omega_{c2} < \omega < \omega_{c1}$ les vitesses des deux types d'ions sont en opposition de phase. Les effets de blindage des deux courants d'ions tendent à se compenser et la pénétration de la composante E^- s'en trouve facilitée.

Dans l'approximation considérée, la polarisation est donnée par :

$$\pi = \frac{i E_x}{E_y} = \frac{n^2 - S}{D} \sim \frac{D}{n_{||}^2 - S}$$

$E_{\perp} = E^-$ au cutoff ionique $n_{||}^2 = S - D$, et à $n_{||}^2 = S$, $E^- = E^+$.

Dans cette bande de fréquences $\gamma^- \gg \gamma^+$ et γ^- diverge à $\omega = \omega_{c1}$, et $\omega = \omega_{c2}$. Compte tenu de la polarisation de E, le produit $|E^-|^2 \gamma^-$ reste toutefois fini à $\omega = \omega_{c1}$ et $\omega = \omega_{c2}$, est maximum autour du cutoff ionique, et est prépondérant par rapport à $|E^+|^2 \gamma^+$.

On a donc pour $n_{||} = n$

$$W_{coll} \sim \frac{c^2 G}{8\pi} \frac{\omega_{p1}^2 \omega_{p2}^2}{\omega^2} F(\omega/\omega_{c1}) |E|^2$$

avec

$$F(\omega/\omega_{c1}) = \frac{\omega^2}{\omega_{c1} \omega_{c2}} \left[\frac{(\omega_{c1} - \omega_{c2})/\omega}{(\omega - \omega_{c1})(\omega - \omega_{c2})} \right]^2 \frac{|E^-|^2}{|E|^2}$$

La fonction $F(\omega/\omega_{c1})$, est peu influencée par la valeur de la densité et détermine l'étendue de la couche d'absorption. Pour $k_z = 0.1 \text{ cm}^{-1}$; $m = 2$, $n_H = n_D = 1014 \text{ cm}^{-3}$ et $S = 0$ à $r = r_0$ elle atteint la mi-hauteur pour $\omega/\omega_{cH} = 0.72$ et $\omega/\omega_{cH} = 0.8$, et sa valeur maximale pour $\omega/\omega_{cH} = 0.76$ (figure 4). La valeur de $k_{||}^2$ est fonction du rayon dans une configuration à conducteur central. La forme du profil $F(\omega/\omega_{c1})$ dépend donc de la valeur de ω/ω_{c1} à $r = r_0$. Il résulte toutefois des expériences présentées que l'absorption est maximale quand $S = 0$ à $r = r_0$. Pour simplifier le calcul on a donc choisi pour $F(\omega/\omega_{c1})$ le profil obtenu dans ces conditions, approximation justifiée par les résultats.

Le facteur $\left\{ \right\}$ peut être considéré constant en première approximation. En effet, si $B_{\theta} = B_z$ à $r = r_0$, les rayons r_1 et r_2 pour lesquels $\omega/\omega_{c1} = 0.72$ et $\omega/\omega_{c1} = 0.8$ sont données par

$$r_1 = r_0 \left[3.75 \left(\omega/\omega_{c1} \right)_0^2 - 1 \right]^{-1/2}$$

$$r_2 = r_0 \left[3.13 \left(\omega/\omega_{c1} \right)_0^2 - 1 \right]^{-1/2}$$

où $(\omega/\omega_{c1})_0$ indique la valeur à $r = r_0$. Pour $(\omega/\omega_{c1}) \sim 0.76$ la couche d'absorption est centrée sur le profil, et l'on obtient :

$$r_1 = 0.92 r_0$$

$$r_2 = 1.11 r_0$$

$$\delta_{coll} = (r_2 - r_1) \sim 0.2 r_0$$

2. 1. 2. Niveau unitaire d'absorption

L'examen de l'expression pour W_{coll} fait apparaître que pour ω/ω_{ci} et $|E|^2$ donnés, la puissance dissipée est proportionnelle à ω^{-2} et à $n_1 n_2 T_i^{-3/2}$.

Contrairement au cas du pompage magnétique et du chauffage cyclotronique la puissance dissipée par particule W/n_i est donc proportionnelle à la densité (de l'autre espèce).

La dépendance de $T_i^{-3/2}$ est liée naturellement aux collisions coulombiennes, d'autant plus rares que la température est élevée.

Finalement, la dépendance de ω^{-2} indique que la dissipation est d'autant moins efficace que le champ magnétique de confinement est élevé : $W \propto B_0^{-2}$; ceci correspond à la dépendance des vitesses d'oscillation des particules dans le champ électromagnétique de la valeur de B_0 :

$$|v_{\perp}| \propto |E^{-}|/B_0$$

C'est la dissipation de l'énergie de ce mouvement $\mathcal{E}_{\perp} \propto |E^{-}|^2/B_0^2$ qui est rendue possible par le déphasage des vitesses des deux espèces pour $\omega_{ci} < \omega < \omega_{ci'}$, et les collisions coulombiennes.

Une valeur typique de l'énergie totale du mouvement perpendiculaire est

$$\mathcal{E}_{\perp} \sim 10^{-3} |E^{-}|^2 \text{ ev.}$$

pour un plasma d'Hydrogène-Deutérium, un champ B_0 de 10 kilogauss et $\omega \sim 0.8 \omega_{cH}$, avec E en volt/cm.

Le taux de thermalization par collisions entre les deux espèces est typiquement :

$$\nu_{HD} = 5 \cdot 10^4 \text{ s}^{-1}$$

pour $n_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_H = T_D = 100 \text{ ev.}$

Il en résulte une valeur typique du niveau unitaire d'absorption

$$W/|E^{-}|^2 \sim 5 \cdot 10^{-5} \left(\frac{\text{eV}}{\text{Vs}} \right) / \left(\frac{\text{V}}{\text{cm}} \right)^2$$

pour $n = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $B_0 = 10 \text{ kg945T} = 100 \text{ ev}$, $\omega = 0.8 \omega_{cH}$.

A partir de l'expression exacte (1), on a tracé dans la figure 5 l'élévation de T_i au cours du temps au rayon où elle est maximale, en absence de pertes, pour les conditions envisageables dans un dispositif à conducteur central de taille moyenne ($z_0 = 4.5 \text{ cm}$, $\omega = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $k_{\parallel} = 0.2 \text{ cm}^{-1}$, $n_H = n_D = 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $T_i = 100 \text{ ev}$). On voit que ce procédé exige des champs électriques élevés, supérieurs en général à 100 v/cm pour atteindre des valeurs comparables à celles obtenues pour le chauffage cyclotronique évanescent ($E \sim 10 \text{ v/cm}$).

2. 1. 3. L'amplitude du champ oscillant.

L'excitation d'une onde rapide autour de $\omega \sim \omega_{ci}$ ne présente pas les difficultés décrites pour l'onde cyclotronique. Il reste à démontrer que l'on peut faire coïncider les conditions optimales d'absorption par collisions ion-ion avec les conditions d'excitation de l'onde rapide (magnéto-acoustique en plasma chaud.). Dans ce cas, on pourrait bénéficier d'une amplification importante du champ électrique dans le plasma. Ce problème sera traité en détail pour la configuration inhomogène d'un dispositif à conducteur central.

Le figure 6 montre le profil radial d'échauffement des ions dans des conditions envisageables dans une configuration à conducteur central des taille moyenne, avec $n_H^2 = S-D$ à $r = 3.8$ cm, $n_H = n_D = 2 \cdot 10^{14}$ cm⁻³ et $|E| = 100$ v/cm indépendants du rayon. La valeur maximale atteinte par l'échauffement du rayon est de ~ 2 ev/ μs . On voit dans cette figure que la couche de plasma accessible au chauffage est dans ce cas assez étroite, l'échauffement moyen sur toute l'épaisseur du plasma étant 5 à 10 fois plus faible que la valeur maximale.

2. 1. 4. Puissance moyenne par particule.

Les considérations précédents permettent d'écrire pour la puissance moyenne absorbée par particule dans une configuration à conducteur central par effet collisionnel, dans un plasma composé d'Hydrogène et de Deutérium :

$$\left\langle \frac{W_{coll}}{n} \right\rangle \sim \left(\frac{1}{8\pi^{1/2}} \frac{\omega_{PH}^2}{n_H} \frac{1}{K_{||} V_{th(H)}} \right) \left\{ \frac{c^2 G}{\pi^{1/2}} \frac{\omega_{PD}^2}{\omega^2} \cdot K_{||} V_{th(H)} \cdot F(0.76) \right\} \frac{N}{N_0} |E|_{os}^2$$

où

$$\frac{N}{N_0} \sim 3 \frac{S}{S_0} \sim \frac{3}{2} \frac{\delta_{coll}}{r_0} = 0.3$$

et les différentes quantités sont calculées à $r = r_0$.

Pour $n_H = n_D \sim 10^{14}$ cm⁻³, $K_z = 0.1$ cm⁻¹, $m = 2$, on a approximativement :

$$F(0.76) \sim 41$$

et on obtient

$$\left\langle \frac{W_{coll}}{n} \right\rangle = \left(\frac{1}{8\pi^{1/2}} \frac{\omega_{PH}^2}{n_H} \frac{1}{K_{||} V_{th(H)}} \right) \left(12 \frac{c^2 G}{\pi^{1/2}} \frac{\omega_{PD}^2}{\omega^2} K_{||} V_{th(H)} \right) |E|_{os}^2$$

avec

$$c^2 G = 1.15 \cdot 10^{-13} T_i^{-3/2}$$

pour $\ln \Lambda \sim 10$.

2. 1. 5. Comparaison avec le chauffage cyclotronique évanescent.

Les expressions obtenues pour la puissance moyenne par particule permettent de comparer l'importance du chauffage collisionnel dans un plasma de deux espèces et du chauffage cyclotronique évanescent pour l'Hydrogène dans le cas d'une configuration à conducteur central de taille moyenne.

On a :

$$\frac{\langle W_{\text{coll}}/n \rangle}{\langle W_{\text{cy}}/n \rangle^*} = 2,7 \cdot 10^{-10} \frac{T_i^{-3/2} \omega_{pe}^2}{\omega}$$

$$= 2,3 \cdot 10^{-4} \frac{T_i^{-3/2} n_i}{\omega}$$

pour $n_H = n_D = n \text{ cm}^{-3}$, $\omega \sim \omega_{cH}$, T_i en eV.

Pour $n \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $\omega \sim 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$:

$$\frac{\langle W_{\text{coll}}/n \rangle}{\langle W_{\text{cy}}/n \rangle^*} \sim 9 \cdot 10^2 T_i^{-3/2} \sim \left(\frac{T_i}{90} \right)^{-3/2}$$

Dans une configuration à conducteur central telle que STATOR-B l'échauffement moyen par particule par collisions coulombiennes dans un mélange H-D de densité $\sim 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ par espèce, devient inférieur au chauffage que l'on peut obtenir au moyen du chauffage cyclotronique évanescent (à 10^{13}), ~ 80 eV environ. L'échauffement par pompage magnétique sur les électrons reste inférieur au chauffage cyclotronique évanescent.

On peut conclure que jusqu'à 80 eV environ, le chauffage par collisions dans un mélange H-D est le mécanisme le plus efficace des trois envisagés, pour une configuration à conducteur central de moyenne taille, à condition que l'on puisse faire coïncider les conditions optimales d'absorption par ce mécanisme ($\omega^2 \sim \omega_{cH} \omega_{cD}$, $n_H = n_D \geq 10^{14} \text{ cm}^{-3}$) avec les conditions d'excitation de l'onde rapide dans cette configuration.

3. PLASMAS EXPERIMENTAUX DANS LE DISPOSITIF STATOR-B

Pour entreprendre l'étude expérimentale de la propagation et l'absorption des ondes de basse fréquence dans une configuration inhomogène axisymétrique, nous disposons d'un dispositif pulsé à conducteur central de taille moyenne, STATOR-B;

Ce qui nous intéresse ici, c'est de rappeler les caractéristiques de plasmas expérimentaux que l'on peut obtenir avec ce dispositif afin de déterminer, le cas échéant, quels mécanismes d'absorption peuvent être étudiés expérimentalement dans cette machine.

Le courant dans le conducteur central est d'abord établi par couplage inductif, donnant lieu au champ poloidal B_θ . Après 200 à 300 μs le champ toroïdal B_z est établi, donnant lieu à l'amorçage du gaz et à un

taux de compression de l'ordre de 3.

Utilisant la bobine R.F. pour préioniser le gaz, on a pu obtenir des plasmas confinés à partir d'une densité de remplissage minimale de $\sim 10^{13} \text{ cm}^{-3}$.

La durée du courant ohmique de chauffage reste limitée au temps de montée du champ magnétique toroïdal B_z .

Après la phase d'ionisation du gaz neutre initialement présent, la densité moyenne continue à croître pendant la montée du champ toroïdal B_z . Parallèlement, la raie $H\beta$ ou $D\beta$ conserve une amplitude appréciable (5 à 10% du pic initial) jusqu'au maximum de ce champ. Ces phénomènes indiquent un afflux important de gaz neutre de la paroi au plasma, d'autant plus important que le courant ohmique est élevé. Les mesures interférométriques montrent que la densité peut atteindre de 2 à 3 fois la valeur correspondant à la pression initiale. Tenant compte de la compression la densité au centre de la configuration peut donc atteindre, environ 5 à 10 fois la densité moyenne initiale dans les cas à fort courant ($J_{||} \sim 100 \text{ A/cm}^2$). Le temps de confinement de l'énergie, estimé à partir des profils des champs magnétiques en fonction du temps, reste faible, en tout cas inférieur à $100 \mu\text{s}$.

Dans le cas des expériences à courant fort, la température électronique, mesurée par une méthode optique avec injection contrôlée d'impuretés (N_2), peut atteindre 70 ev, $160 \mu\text{s}$ après l'ionisation et continue probablement à croître jusqu'au maximum de courant ($\sim 200 \mu\text{s}$ après l'ionisation).

La température ionique est déterminée par l'équilibre entre l'échauffement par collisions coulombiennes avec les électrons d'une part, et les fuites d'énergie d'autre part. Pour une température électronique de 100 ev, une densité de $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ et un temps de confinement de l'énergie de $100 \mu\text{s}$, la température ionique doit atteindre 50 ev environ.

3.1. Chauffage cyclotronique évanescent

Ce mécanisme suppose une densité de plasma faible, $\leq 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ au centre du plasma et une température initiale assez élevée, $T_i \gg 50 \text{ ev}$. Ces deux conditions ne peuvent être satisfaites simultanément dans STATOR-B. Pour des densités de courant élevées, susceptibles de chauffer les ions à 50 ev, les conditions d'amorçage et le recyclage imposent en effet une densité minimale de $5 \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$ au centre du plasma.

L'étude de ce mécanisme ne peut donc être envisagée dans ce dispositif.

3.2. Chauffage par l'onde magnétoacoustique rapide

Les considérations des paragraphes précédents supposaient la possibilité d'exciter l'onde magnétoacoustique rapide dans les conditions d'absorption théoriques pour le pompage magnétique sur les électrons d'une part, et le mécanisme collisionnel ion-ion dans un plasma de deux espèces d'autre part.

Se plaçant dans cette hypothèse, il est utile de comparer directement l'importance de ces deux phénomènes dans une configuration à conducteur central.

A partir des expressions obtenues pour les puissances moyennes par particule dans une telle configuration, on peut écrire pour l'Hydrogène et un mélange 50% H-D. :

$$\frac{\langle W_{PH}/n \rangle}{\langle W_{coll}/n \rangle} = \frac{k_z^2 \left(\frac{v_{th}(H)}{\omega_{CH}} \right)^2 \left(\frac{m_e}{m_H} \right)^{1/2}}{12 \frac{c^2 C}{\pi^{1/2}} \frac{\omega_{PD}^2}{\omega^2} k_{||} v_{th}(H)}$$

Pour $\omega \sim \omega_{CH}$, $k_{||} \sim k_z \sim z_0^{-1}$, $n_H = n_D = n_i$, $T_H = T_D = T_i$, on obtient :

$$\frac{\langle W_{PH}/n \rangle}{\langle W_{coll}/n \rangle} \sim 4.9 \cdot 10^{10} \frac{T_i^2}{n_i z_0} \left(\frac{T_e}{T_i} \right)^{1/2}$$

avec T_i en électron-volts, n_i en cm^{-3} , r_0 en cm. Pour $r_0 \sim 4.5$ cm et $n_i \sim 2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ - densité aisément obtenue dans STATOR-B - on obtient pour $T_e \sim T_i$

$$\frac{\langle W_{PH}/n \rangle}{\langle W_{coll}/n \rangle} \sim 5,5 \cdot 10^{-5} T_i^2 \approx \left(\frac{T_i}{135} \right)^2$$

soit une température ionique d'égalité de 140 électron-volts environ.

Comme on l'a vu, le faible temps de confinement de l'énergie dans STATOR-B limite la température ionique à quelques dizaines d'électron-volts, en tout cas inférieure à 50 électron-volts.

Dans ce dispositif donc, l'échauffement le plus intense sera obtenu par collisions ion-ion dans un plasma de deux espèces (H-D), à condition toujours que l'on puisse faire coïncider les conditions optimales d'absorption par ce mécanisme avec les conditions d'excitation de l'onde magnétoacoustique rapide.

Cette question sera examinée en détail dans le chapitre suivant.

FIGURES

1. Profils radiaux des champs magnétiques de confinement et du champ électromagnétique R.F. pour la configuration considérée, en absence de plasma.
2. Elévation de la température ionique par absorption cyclotronique, en fonction de ω/ω_{ci} , $\omega_{pi}^2/k_{||}^2 c^2$, calculée pour $\omega = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$; $\omega/k_{||} v_{th(i)} = 10$ et un plasma de deuterium.
3. Elévation de la température ionique par absorption cyclotronique, calculée pour des conditions particulières de ω , n_i , $|E|$, T_i et un plasma de deuterium.
4. Fonction d'absorption $F(\omega/\omega_{cH}) = \frac{\omega^2}{\omega_{cH} \omega_{cD}} \left[\frac{(\omega_{cH} - \omega_{cD}) \omega}{(\omega - \omega_{cH})(\omega - \omega_{cD})} \right]^2 \frac{|E|^2}{|E|^2}$
 dans STATOR-B pour un plasma avec $n_H = n_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $k_z = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$ et $S = 0$ à $r = r_0$
5. Elévation de la température en fonction du temps, par absorption collisionnelle ion-ion dans STATOR, calculée au rayon où dT_i/dt est maximum.
6. Elévation de la température par absorption collisionnelle ion-ion dans STATOR-B.

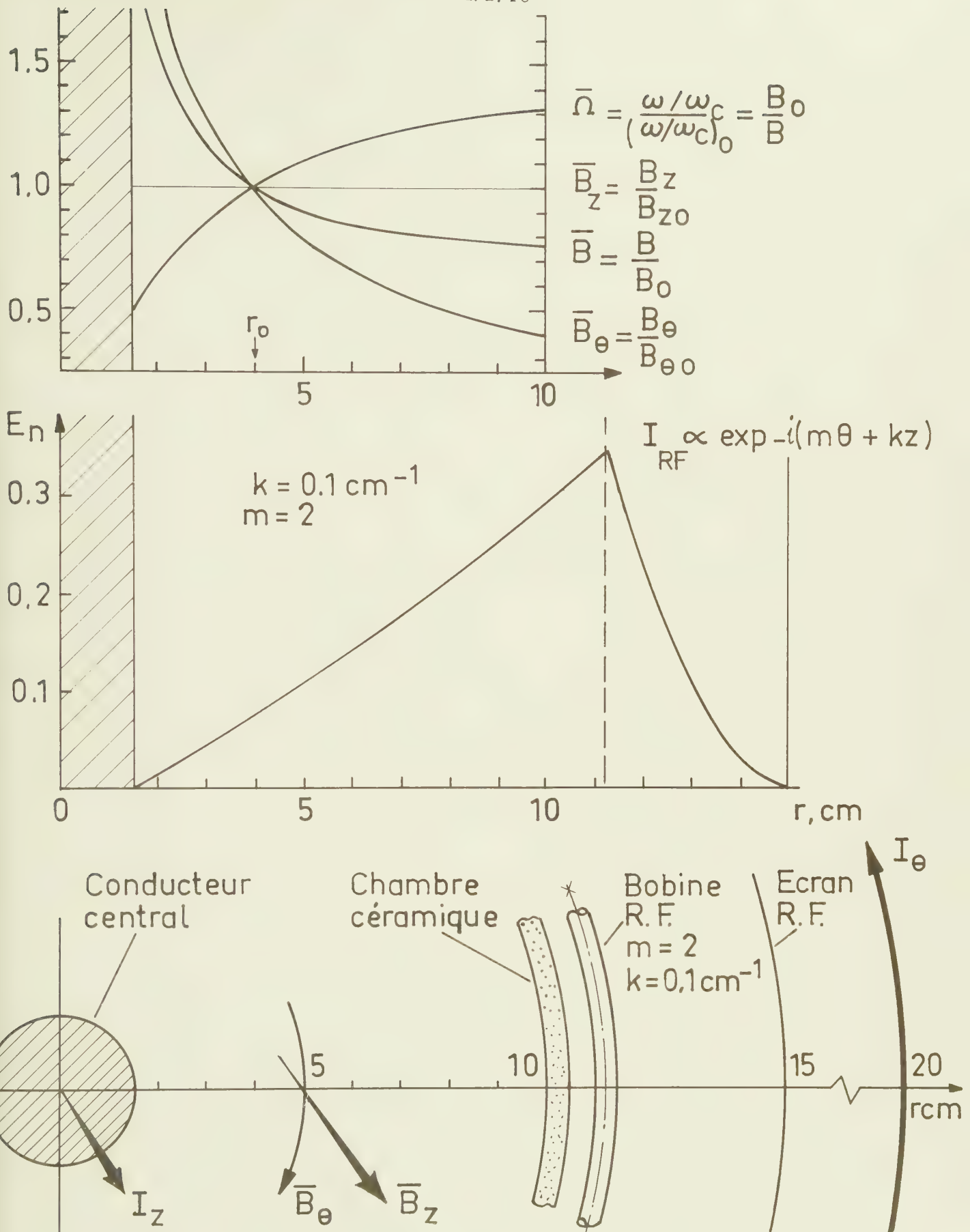


Figure 1 : Profils radiaux des champs magnétiques de confinement et du champ électromagnétique R.F. pour la configuration considérée, en absence de plasma.

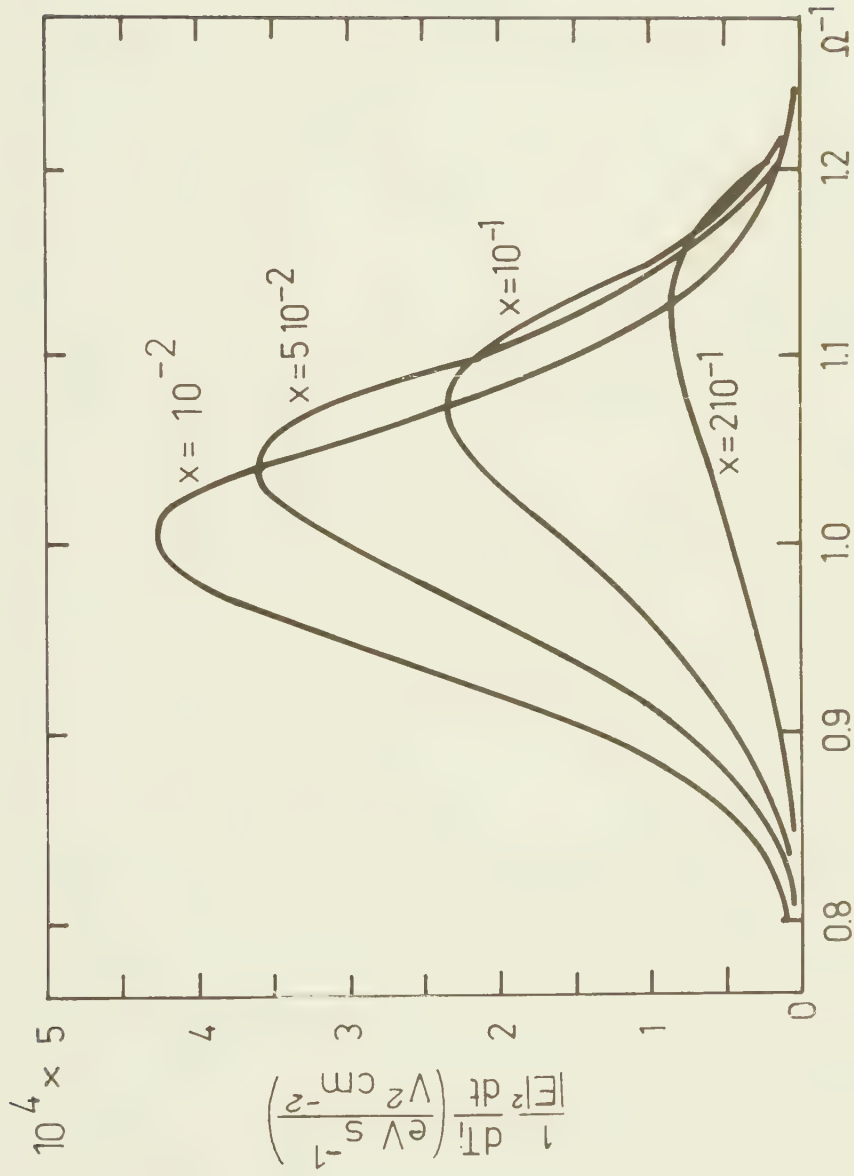


Figure 2 : Elévation de la température ionique par absorption cyclotronique, en fonction de $\bar{\omega}/\omega_{ci}$, $\bar{\omega}_{pi}^2/k_{||}^2 c^2$, calculée pour $\omega = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$; $\omega/k_{||} v_{th(i)} = 10$ et un plasma de deutérium.

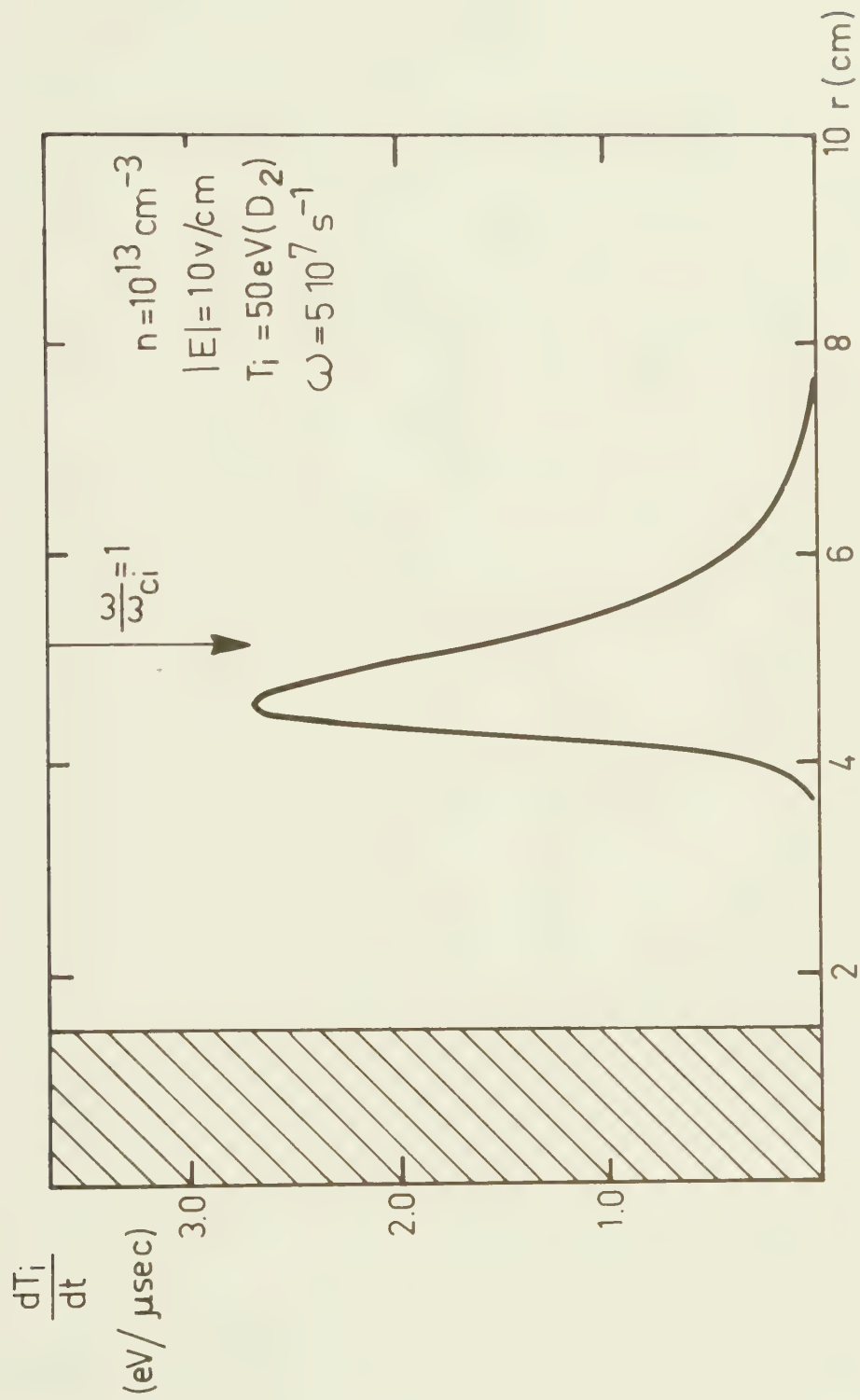


Figure 3 : Elévation de la température ionique par absorption cyclotronique, calculée pour des conditions particulières de ω , n , $|E|$, T_i et un plasma de deutérium.

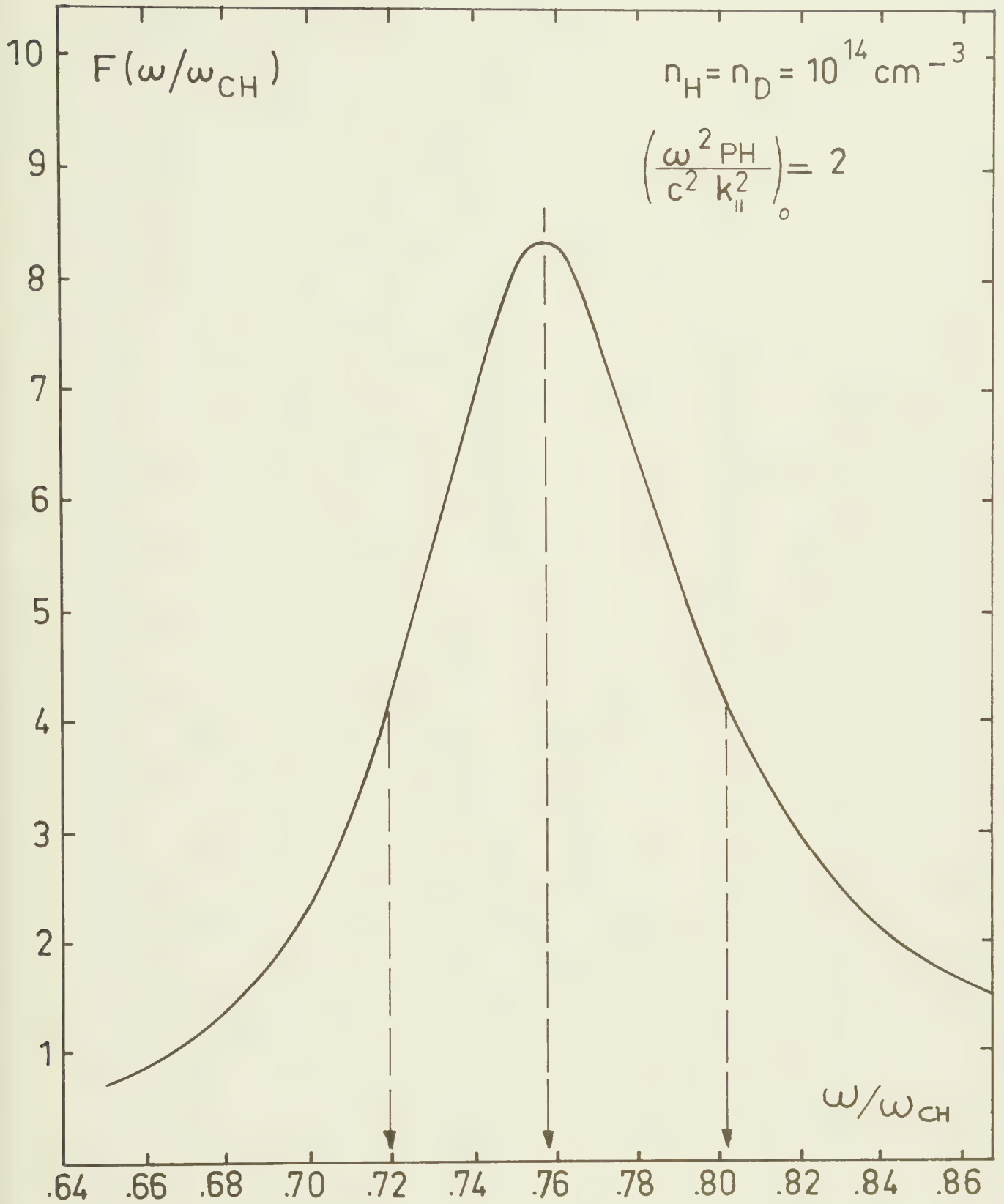


Figure 4 : Fonction d'absorption $F(\omega/\omega_{CH}) = \frac{\omega^2}{\omega_{CH}\omega_{cD}} \left[\frac{(\omega_{CH} - \omega_{cD})\omega}{(\omega - \omega_{CH})(\omega - \omega_{cD})} \right]^2 \frac{|E|^2}{|E|}$
 dans STATOR-B pour un plasma avec
 $S = 0$ à $r = r_0$, $n_H = n_D = 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$.

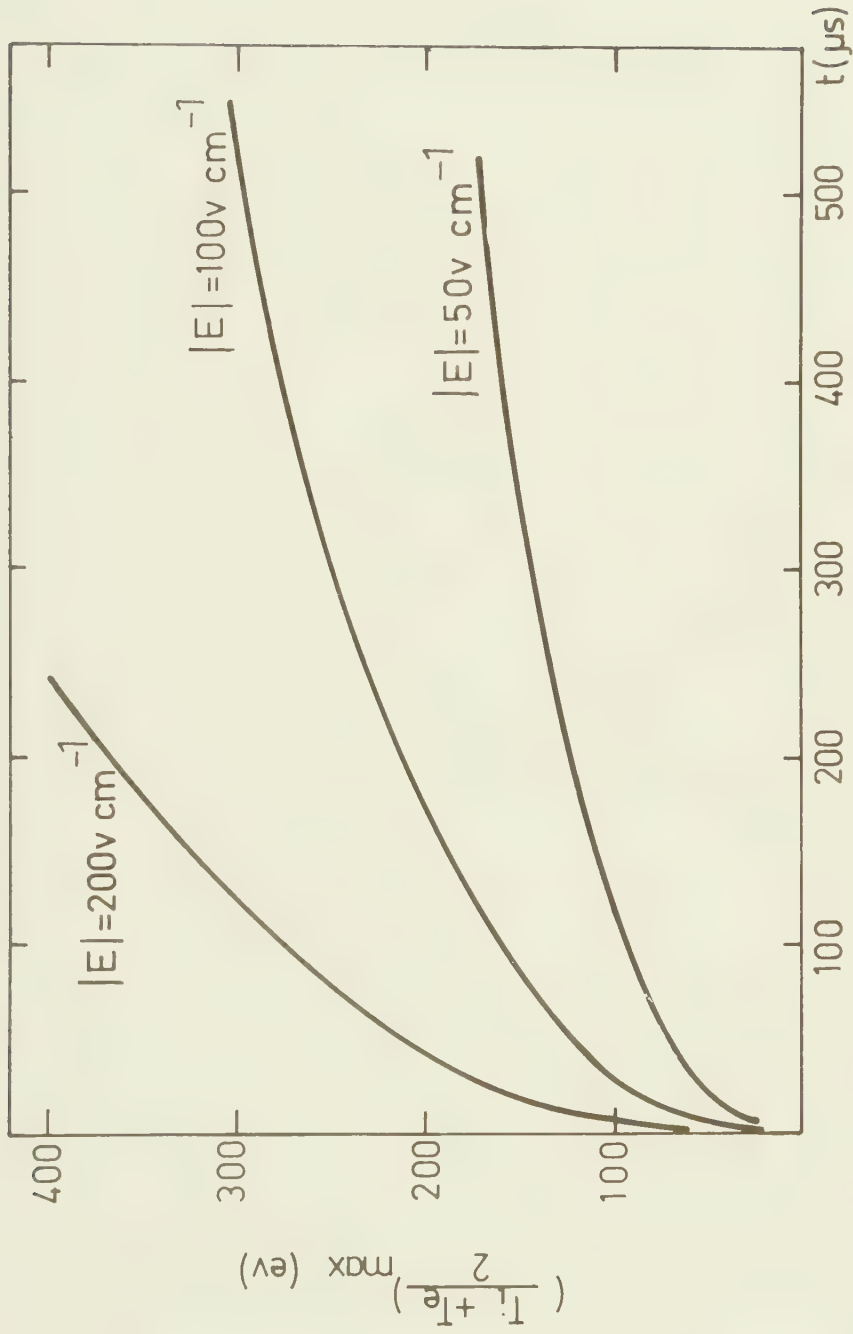


Figure 5 : Elévation de la température en fonction du temps, par absorption collisionnelle ion-ion dans STATOR, calculée au rayon où dT_i/dt est maximum.

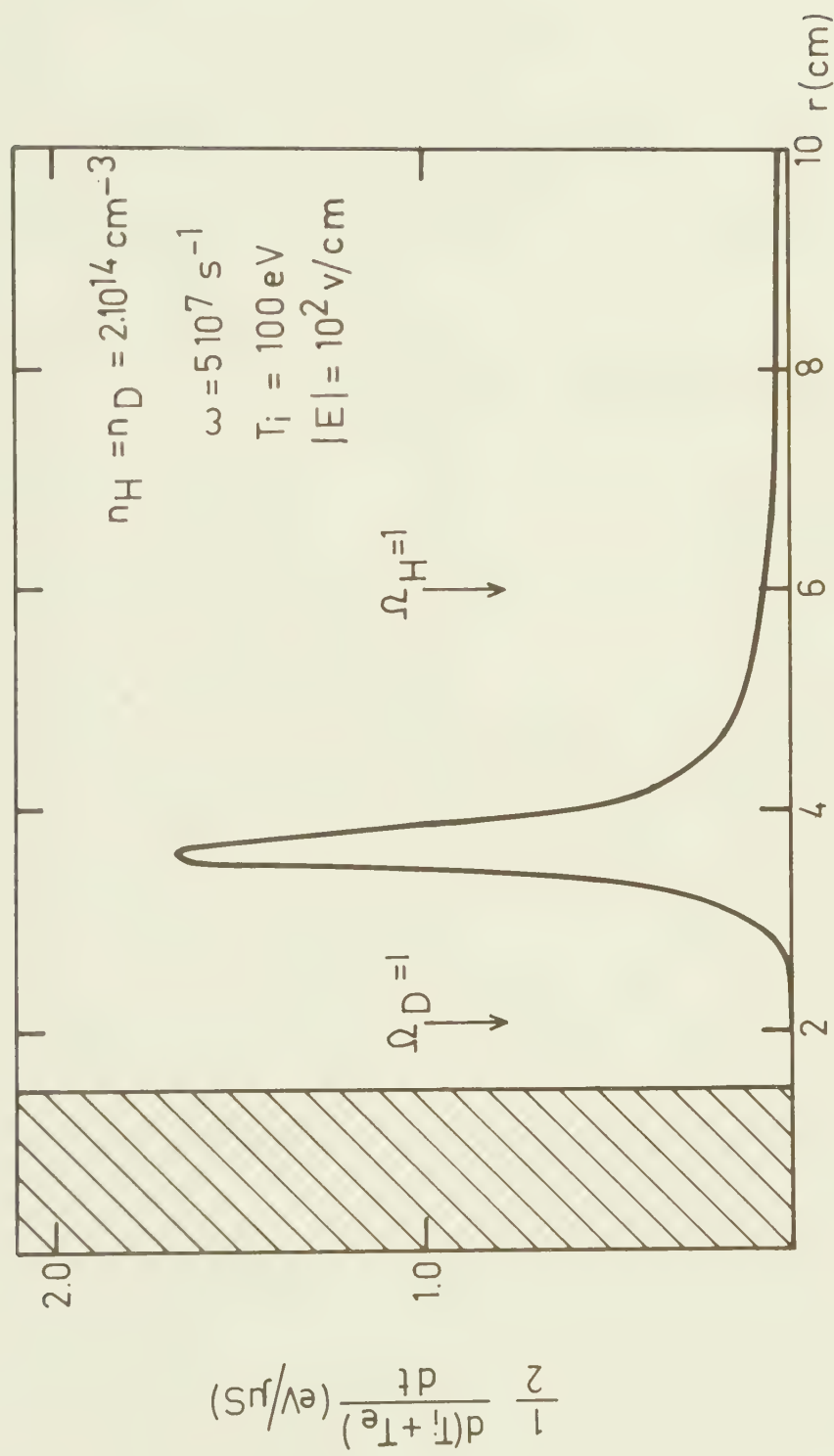


Figure 6 : Elévation de la température par absorption collisionnelle ion-ion dans STOR -B.

DEUXIEME PARTIE : THEORIE

CHAPITRE III

Conditions théoriques de propagation des ondes de basse fréquence en plasma froid pour une configuration à conducteur central

TABLE DES MATIERES

1. INTRODUCTION
2. MODELE UTILISE
3. EQUATION D'ONDE DANS LE PLASMA
4. COUCHES SINGULIERES
5. EQUATION D'ONDE DANS LE VIDE
6. CONDITIONS AUX LIMITES
7. PROGRAMME DE CALCUL
8. RESULTATS NUMERIQUES
 8. 1. Modes rapides
 8. 1. 1. Plasmas d'une espèce ionique
 8. 1. 2. Plasmas de deux espèces ioniques
 8. 2. Modes lents
 8. 2. 1. Plasmas d'une espèce ionique
 8. 2. 2. Plasmas de deux espèces ioniques
9. CONCLUSIONS GENERALES

I. INTRODUCTION

Les configurations à conducteur central sont caractérisées par une forte inhomogénéité radiale, du niveau et orientation du champ magnétique, et du profil de densité.

Dans un dispositif tel que STATOR-B, les longueurs caractéristiques des gradients radiaux de densité et de champ magnétique sont couramment plus courtes que les longueurs d'onde des oscillations qui se propagent dans le plasma et les conclusions que l'on déduit de l'étude des plasmas homogènes ne peuvent être acceptées sans précautions.

Nous avons donc réexaminé le problème de l'interaction entre un champ électromagnétique et le plasma confiné dans une géométrie de type "hard-core" en effectuant l'intégration numérique d'une équation d'onde établie antérieurement / 1 / et valable pour un plasma inhomogène et froid.

Ce calcul a été effectué en partant d'un modèle dont les caractéristiques sont voisines de celles mesurées dans STATOR, en négligeant l'effet de la courbure sur les surfaces magnétiques. Les ondes sont excitées dans le plasma par une bobine extérieure fixant le nombre d'onde axial et poloidal.

2. MODELE UTILISE

Dans une géométrie cylindrique de révolution (figure 1) on considère un plasma tubulaire sans pression limité radialement par deux parois coaxiales, et entouré par une couche de courant oscillant.

Le profil radial de densité est une fonction asymétrique dérivée d'une gaussienne tronquée à la base :

$$n = n_0 \left[1 - a \left(1 - \exp \frac{h}{2r_0} (r - r_0)^2 \right) \right]$$

n_0 et r_0 sont les valeurs de densité et du rayon au maximum de la courbe, a et h sont deux paramètres qui définissent l'allure du profil. n s'annule pour deux valeurs du rayon ($p < r_0$ et $q > r_0$) qui définissent la position des parois isolantes, et reste nulle pour $q < r < p$.

Le rapport entre densité maximale et densité moyenne pour différentes valeurs des paramètres est donné dans la table I.

TABLE 1

a	h	p	q	r ₀	$\langle n \rangle / n_0$
1.015	8.5	2.25	9.0	4.5	0.223
1.050	4.6	2.03	9.94	4.5	0.308
<u>1.050</u>	<u>4.0</u>	<u>1.93</u>	<u>10.5</u>	<u>4.5</u>	<u>0.337</u>
1.040	6.0	2.33	9.87	4.8	0.305

Les valeurs soulignées correspondent le mieux au profil $n(r)$ mesuré, et ont été adoptées dans les calculs.

Le rapport $\langle n \rangle / n_0$ est une donnée importante du calcul lors de la comparaison avec les données expérimentales, car seul $\langle n \rangle$ est directement mesurable par interférométrie.

La configuration magnétique est celle d'une géométrie hard core. La pression cinétique étant supposée nulle, le courant dans le plasma circule exclusivement le long des lignes de champ (configuration sans force). On supposera en outre que la densité de courant est proportionnelle à la densité des particules pour chaque valeur du rayon.

Dans ces conditions, les profils des composantes B_z et B_θ sont donnés par les relations :

$$\frac{dB}{dr} + \frac{B}{r} \cos^2 \varphi = 0$$

$$\frac{B}{r} \left(\frac{\sin \varphi \cos \varphi}{r} - \frac{d\varphi}{dr} \right) = 4\pi J_0 / n_0$$

où J_0 est la densité de courant à r_0 ,

$$\varphi(r) = \arctg \frac{B_z}{B_\theta}$$

La figure 1 montre les profils de la densité, des deux composantes du champ magnétique et du module de ce champ qui croît de façon monotone de l'extérieur vers l'axe.

Enfin, le plasma est entouré par une couche infiniment mince de courant oscillant dont l'amplitude varie périodiquement suivant les coordonnées axiale et azimutale :

$$j = j_0 \exp i(\omega t + kz + m\theta)$$

3. EQUATION D'ONDE DANS LE PLASMA

L'équation d'onde valable pour un plasma inhomogène à gradients radiaux de densité et de champ magnétique a été établie par REBUT / 2 / dans la limite des approximations suivantes :

- géométrie cylindrique infinie
- plasma sans collision ni température,
- inertie négligeable des électrons,
- faible amplitude des oscillations,
- fréquence très inférieure à la fréquence cyclotronique des électrons.

Cette équation peut être mise sous la forme suivante :

$$\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left[r \frac{T}{U} \frac{dE_n}{dr} \right] + A E_n = 0$$

Les caractéristiques de l'onde dans le plasma sont définies en outre par la relation suivante qui lie la composante radiale E_r du champ électrique à la composante E_n , normale au rayon et au champ magnétique :

$$i E_r = \frac{\beta + i\delta}{U} E_n + \frac{k}{U} \frac{d}{dr} (E_n \cos \varphi) - \frac{m}{U r^2} \frac{d}{dr} (r \sin \varphi E_n)$$

Dans ces relations, k est le nombre d'onde axial, $k_{||} = k \sin \varphi + \frac{m}{r} \cos \varphi$, avec $\varphi = \arctg B_z / B_\theta$ est la composante du vecteur de propagation parallèle au champ magnétique,

$$T = k_{||}^2 - (\alpha + i\gamma)$$

$$U = k^2 + \frac{m^2}{r^2} - (\alpha + i\gamma)$$

α , β , γ et δ ont été définis précédemment et contiennent les caractéristiques du plasma collisionnel magnétisé dans lequel on a négligé les termes de déplacement, simplification justifiée par la valeur relativement faible de la vitesse de phase.

L'expression analytique du coefficient A a été donnée par REBUT / 1 /. Nous donnerons ici en détail la forme de l'équation d'onde obtenue en vue de l'intégration numérique de cette dernière dans le cas d'un plasma inhomogène froid dans une configuration magnétique à conducteur central.

$$\text{On obtient } E_n'' + A_1 E_n' + A_2 E_n = 0$$

où les indices indiquent les dérivées par rapport au paramètre sans dimensions $x = (r/r_0)$, et les coefficients sans dimension A_i sont donnés par

$$A_1 = \frac{1}{x} + X_1 X_2'$$

$$\begin{aligned} A_2 = & -\left(K + \frac{m^2}{x^2}\right) + X_7 (1 + X_6) - X_1 \frac{2+x^2}{(1+x^2)^2} + \\ & - X_6 \left\{ \frac{1}{(1+x^2)^{3/2}} \left(2Kx + 3\frac{m}{x} + 2mx - \frac{K}{x} \right) + \frac{1}{x^2} \frac{(m+Kx^2)^2}{1+x^2} \right\} + \\ & + X_4 \left[\frac{1}{(1+x^2)^{3/2}} \left\{ (2Km - K^2)(x^2-2) + m^2 \left(10 + \frac{4}{x^2} + 3x^2 \right) \right\} \right] + \\ & + X_1 X_3 \left[\frac{1}{(1+x^2)^2} \left\{ K^2 x + \frac{2mK}{x} + \frac{m^2(x^2+2)}{x} \right\} \right] + \\ & + X_1 X_5 \left[\frac{K-m}{(1+x^2)^{1/2}} \right]. \end{aligned}$$

Ici les dérivées sont par rapport à $x = r/r_0$, $K = kr_0$, et les coefficients sans dimension X_i contiennent les caractéristiques du plasma magnétisé :

$$X_1 = \frac{U}{T} = \frac{Y_1}{Y_2}$$

$$X_2 = \frac{T}{U} = \frac{Y_2}{Y_1}$$

$$X_3 = \frac{1}{Ur_0^2} = \frac{Y_3}{Y_1}$$

$$X_4 = \frac{1}{Tr_0^2} = \frac{Y_3}{Y_2}$$

$$X_5 = \frac{\beta + i\delta}{U} = \frac{Y_5}{Y_1}$$

$$X_6 = \frac{\beta + i\delta}{T} = \frac{Y_5}{Y_2}$$

$$X_7 = [\alpha + \beta + i(\delta + \gamma)] r_0^2$$

Pour un plasma froid de deux espèces ioniques avec collisions, les fonctions Y_i sont aisément déduites utilisant les expressions de α , β , γ et δ obtenues précédemment. On obtient :

$$\begin{aligned} Y_{1,2} = & \left[\left(K^2 + \frac{m^2}{x^2} \right), K_{||}^2 \right] (\Omega_1^2 - 1)^2 (\Omega_2^2 - 1)^2 + \pi_1^2 \Omega_1^2 (\Omega_1^2 - 1) (\Omega_2^2 - 1)^2 + \\ & + \pi_2^2 \Omega_2^2 (\Omega_1^2 - 1)^2 (\Omega_2^2 - 1) + \\ & - i G \pi_1^2 \pi_2^2 \Omega_1 \Omega_2 (\Omega_2 - \Omega_1)^2 \left\{ \Omega_1^2 \Omega_2^2 + \Omega_1^2 + \Omega_2^2 + 4\Omega_1 \Omega_2 + 1 \right\}. \end{aligned}$$

$$Y_3 = (\Omega_1^2 - 1)^2 (\Omega_2^2 - 1)^2$$

$$Y_5 = \pi_1^2 \Omega_1^3 (\Omega_1^2 - 1) (\Omega_2^2 - 1)^2 + \pi_2^2 \Omega_2^3 (\Omega_2^2 - 1) (\Omega_1^2 - 1)^2 + \\ + 2iG \pi_1^2 \pi_2^2 \Omega_1 \Omega_2 \left[(\Omega_2 \Omega_1 + 1) (\Omega_2 - \Omega_1)^2 (\Omega_2 + \Omega_1) \right]$$

$$X_7 = \frac{\pi_1^2 \Omega_1^2}{\Omega_1 + 1} + \frac{\pi_2^2 \Omega_2^2}{\Omega_2 + 1} - iG \pi_1^2 \pi_2^2 \Omega_1 \Omega_2 \frac{(\Omega_2 - \Omega_1)^2}{(\Omega_1 + 1)^2 (\Omega_2 + 1)^2}$$

Dans ces expressions :

$$\Omega_i = \frac{\omega}{\omega_{ci}} \quad \pi_i^2 = \frac{\epsilon_0^2 \omega_{pi}^2}{c^2} \quad G = \frac{\gamma_{12}}{\omega \pi_2^2} = \frac{\gamma_{21}}{\omega \pi_1^2}$$

les symboles ayant la signification usuelle, définie précédemment.

4. COUCHES SINGULIERES

Il convient de remarquer que l'équation d'onde avec masse électronique nulle et en l'absence de collisions comporte deux types de singularité suivant que T ou U sont nuls.

L'introduction d'une résistivité (collisions) fait disparaître ces singularités, et la solution de l'équation d'onde est régulière partout.

Toutefois, la valeur de $k_\perp$ pour $T = 0$ est limitée uniquement par les collisions. L'étude du vecteur de Poynting autour de ces pôles montre que dans l'approximation choisie, le passage de la condition $T = 0$ entraîne une absorption d'énergie indépendante de la valeur de la résistivité introduite.

La condition $T = 0$ correspond à la limite de validité du modèle choisi : en effet l'introduction de la masse des électrons fait disparaître cette singularité, en limitant le rapport $k_\perp / k_\parallel$ de l'onde.

Il faut en déduire que l'on ne pourra pas se servir du modèle adopté pour calculer l'absorption non résonnante d'énergie par collisions ion-ion, car le flux du vecteur de Poynting sera dominé par les effets de couche cités dont l'importance n'est pas correctement rendue par ce modèle. Il faudra s'attendre à ce que la présence de ces couches influe aussi sur le calcul des conditions de propagation dans le plasma inhomogène. L'examen des résultats du calcul, présentés plus loin, montre toutefois que cet effet est mineur.

5. EQUATION D'ONDE DANS LE VIDE

Les équations de Maxwell dans le vide conduisent très simplement aux expressions suivantes pour les trois composantes du champ électrique / 3 / en coordonnées cylindriques :

$$E_z = C I_m(kr) + D K_m(kr) .$$

$$E_\theta = \frac{m}{kr} \left[C I_m(kr) + D K_m(kr) \right] + A I'_m(kr) + B K'_m(kr) .$$

$$iE_r = \frac{m}{kr} \left[A I_m(kr) + B K_m(kr) \right] + C I'_m(kr) + D K'_m(kr) .$$

où I_m et K_m sont les fonctions de Bessel d'argument imaginaire et I'_m , K'_m leurs dérivées par rapport à kr .

6. CONDITIONS AUX LIMITES

Les conditions de raccordement des solutions des équations d'onde dans le vide et dans le plasma au niveau des différentes interfaces sont données par les relations suivantes :

a) sur l'axe $Z = 0$ $E_z = E_\phi = 0$

b) aux deux interfaces entre vide (V) et le plasma (P)
 E_z , E_ϕ , et la pression magnétique sont continus :

$$\vec{e}_z \times (\vec{E}_p - \vec{E}_v) = 0 \quad \vec{B}_0 \cdot (\vec{B}_p - \vec{B}_v) = 0$$

c) au passage de l'extérieur (X) à l'intérieur (I) de la couche de courant oscillant J_0 , les trois composantes du champ électrique sont continues, mais les champs magnétiques perturbés B_z et B_ϕ présentent une discontinuité donnée par

$$\vec{e}_z \times (\vec{B}_x - \vec{B}_I) = 4\pi \vec{J}_0$$

d) - A' $r = \infty$ tous les champs s'annulent.

L'ensemble des conditions aux limites (14 relations) en combinaison avec les solutions des équations d'onde permet le calcul des deux composantes E_r , E_n pour toutes les valeurs de r .

7. PROGRAMME DE CALCUL

Le programme numérique permet d'obtenir :

- a) les parties réelles et imaginaire de E_n , $\frac{d E_n}{dr}$, E_r et $\frac{d E_r}{dr}$ en fonction du rayon entre $r=p$, $r=q$.
- b) les valeurs de E_z et E_θ entre $r=q$, et la couche de courant.

Le calcul permet aussi d'obtenir le flux du vecteur de Poynting en fonction du rayon. Toutefois, compte tenu des remarques sur les couches singulières, on ne se servira pas de ce résultat pour l'absorption de puissance.

La dissipation d'énergie sera calculée à partir d'un profil de champ électrique uniforme en utilisant les expressions locales obtenues précédemment.

L'objet du calcul numérique est de rechercher la valeur du paramètre sans dimension définissant le plasma $\mathcal{N}_i$, valeur pour laquelle on obtient un mode propre radial de la colonne de plasma, les paramètres sans dimension définissant le profil de densité, le champ de confinement, la fréquence et la bobine d'excitation étant fixés. Dans ces conditions, la valeur du courant d'excitation est minimale.

8. RESULTATS NUMERIQUES

Les modes d'oscillation naturels du système sont associés à l'existence dans le plasma d'une zone de transmission dont l'épaisseur dépend des données particulières du problème. En général, cette zone est entourée radialement de régions du plasma où l'onde est évanescence.

L'examen des propriétés de phase de l'onde dans la zone de transmission permet de séparer les modes possibles en deux groupes distincts, présentant une analogie étroite avec les modes rapides et lents caractéristiques d'un plasma homogène (infini) dans la même approximation $m_e = 0$.

8. 1. Modes rapides

Si la vitesse de phase de l'onde induite dans le plasma est voisine de la vitesse d'Alfvén, la couche de courant oscillant pourra exciter un ensemble de modes dont les caractéristiques sont celles des modes rapides classiques, tout au moins dans la zone de transmission

de l'onde : à basse fréquence ($\omega \ll \omega_{ci}$) la composante radiale du champ électrique est pratiquement nulle et l'onde communique au plasma un mouvement oscillant de compression. A fréquence plus élevée ($\omega \sim \omega_{ci}$) la polarisation devient circulaire et est orientée dans le sens de giration des électrons. Bien que ces caractéristiques ne soient pas nécessairement celles de l'onde en dehors de la zone de transmission, nous continuerons à appeler ces modes "rapides".

Les modes rapides peuvent être excités dans une gamme étendue de fréquence et ne sont pas affectés par la présence dans le plasma d'une couche où la fréquence serait égale à ω_{ci} .

8.1.1. Plasma d'une espèce ionique

Les résultats de l'intégration numérique de l'équation d'onde pour un plasma d'une espèce ionique et d'électrons sont rassemblés dans la figure 2 qui définit les conditions d'excitation de l'onde rapide dans les conditions de STATOR-B.

Le paramètre n spécifie le nombre de demies longueur d'ondes dans l'épaisseur radiale du plasma.

En effet, les calculs effectués par intégration de l'équation d'onde dans une gamme étendue de paramètres montrent que les conditions d'excitation des modes rapides dans une configuration "hard-core" sont assez exactement exprimées par la relation suivante :

$$k^2 + \frac{m^2}{r_0^2} + \left(\frac{n\pi}{R}\right)^2 = \frac{\omega^2 (\omega_{pi}^2)_0}{\alpha (\omega_{ci}^2)_0 \left[1 + \left(\frac{\omega}{\omega_{ci}}\right)_0\right] c^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \frac{(S+D)_0}{\alpha}$$

Dans cette relation, k et m sont définis par la périodicité de la couche de courant émettrice, r_0 est la valeur du rayon pour lequel la densité du plasma est maximale, n est un nombre entier, R est l'épaisseur de la couche de plasma, ω est la fréquence de l'onde, $(\omega_{pi})_0$ et $(\omega_{ci})_0$ la fréquence plasma et la fréquence cyclotronique des ions à r_0 . Enfin α est un coefficient supérieur à 1 qui rend compte du fait que l'excitation du mode dépend de la valeur moyenne de la vitesse d'Alfvén, $c \omega_{ci} / \omega_{pi}$ et non de sa valeur locale à r_0 ($\alpha \sim n_0 / \langle n \rangle$).

8.1.2. Plasma de deux espèces ioniques

Les résultats pour un plasma de deux espèces ioniques et d'électrons sont analogues à ceux présentés pour une espèce ionique.

La figure 3 montre les conditions de propagation de l'onde rapide calculées pour un plasma composé de 50 % d'Hydrogène et 50 % de Deutérium, dans les conditions de STATOR-B.

La masse ionique influe sur la densité de propagation par l'intermédiaire de $V_A \propto n_i^{-1/2} m_i^{-1/2}$: la densité $(n_H + n_D)$ de propagation dans le mélange, toutes choses étant égales par ailleurs, est voisine de la densité de propagation pour de l'Hydrogène ou du Deutérium purs.

Ainsi que démontré précédemment, l'absorption collisionnelle dans un plasma de deux espèces ioniques a lieu pour des fréquences à l'intérieur de la bande délimitée par les fréquences cyclotroniques des deux espèces.

On a vu que dans la configuration magnétique de STATOR-B la couche radiale d'absorption sera étroite, inférieure à l'étendue radiale du plasma $R \sim 3$ cm (largeur à mi-hauteur). Le centre de cette couche est déterminé par le maximum de la fonction $F(\omega/\omega_{cH})$ qui est obtenu pour $\omega \sim 0.76 \omega_{cH}$ si $n_H = n_D$.

La condition de propagation $n_H = n_D \approx 2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ correspondante à $\Omega_o = (\omega/\omega_{cH})_o \sim 0.76$ dans la figure 3 situe le centre de la couche d'absorption au maximum du profil de densité, c'est-à-dire à $r = 4.5$ cm.

Le calcul montre donc qu'il est théoriquement possible d'exciter l'onde rapide dans la configuration inhomogène de STATOR-B confinant un plasma de deux espèces ioniques dans les conditions appropriées au chauffage collisionnel ($\omega \sim 0.76 \omega_{cH}$, $n_H = n_D = 2 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ au maximum de densité).

On peut facilement se rendre compte qu'en variant $(\omega/\omega_{cH})_o$ de cette valeur, la couche d'absorption se déplace dans l'épaisseur du plasma et la densité effective obtenue au centre de la couche d'absorption pour une onde propagative décroît, et ainsi donc la puissance unitaire absorbée $W \propto n$. L'étendue de la bande d'absorption autour de $\Omega_o = 0.77$ sera essentiellement déterminée par la largeur radiale du profil de densité. On doit s'attendre à ce que l'effet d'absorption soit apparent dans une gamme $\Delta\Omega_o = (\partial\Omega/\partial r)_o \cdot R$ où R est l'épaisseur du plasma.

Pour un plasma centré (largeur à mi-hauteur) entre $r = 3$ cm et $r = 6$ cm, la gamme d'absorption devrait être comprise entre $\Omega_o \sim 0.6$ et $\Omega_o \sim 0.85$.

8. 2. Modes lents

8. 2. 1. Plasma d'une espèce ionique

Ces modes ne peuvent être excités que si la fréquence de l'onde est inférieure à la valeur de la fréquence cyclotronique à la limite extérieure du plasma, $r = q$, et par conséquent dans toute l'épaisseur du plasma / 3 /.

Pour des valeurs suffisamment faibles de la densité, la vitesse d'Alfvén correspondant au maximum du profil devient comparable au rapport $\omega/k_{\parallel}$.

La première condition propagative est rencontrée, pour des densités décroissantes, lorsque la fonction T et sa dérivée s'annulent simultanément pour une valeur $p < r_1 < q$ telle que :

$$\omega^2(n_{\parallel}^2 - 5) = T_1 = k_{\parallel}^2 c^2 + \frac{\omega^2 \omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} = \frac{dT_1}{dr} = 0$$

Dans ce cas, la solution de l'équation d'onde ne comporte plus de singularité. Autour de $r = r_1$ on obtient deux solutions oscillantes pour autant que T_1'' est suffisamment petit, c'est-à-dire si les conditions ne varient pas trop brutalement au voisinage de r_1 .

Ce premier mode possède une longueur d'onde radiale s'annulant à $r = r_1$.

En effet, la condition $T = T' = 0$ définit la limite d'une zone de transmission d'épaisseur finie à laquelle est associée une suite discrète de modes propres du système,

En diminuant progressivement la valeur de la densité ($T > 0$ entre p et q), on rencontre successivement des modes propres de "nombre d'onde" radial $\pi N/R$ décroissant. Les propriétés de phase de ces modes autour de r_1 montrent une analogie très complète avec les modes lents d'un plasma homogène : à basse fréquence ($\omega \ll \omega_{ci}$) le champ électrique est essentiellement radial, le plasma subissant un mouvement de torsion autour du champ magnétique. Dans ce cas, la relation de dispersion de ces modes devient indépendante de la longueur d'onde radiale.

Les résultats de l'intégration numérique de l'équation d'onde pour un plasma d'une espèce ionique et d'électrons sont rassemblés dans la figure 4 qui définit les conditions d'excitation de l'onde lente dans les conditions de STATOR-B. Les courbes $N = 0$ et $N = \infty$ représentent les limites de la bande de propagation à "nombre d'onde" radial $\pi N/R$ nul et infini respectivement.

La dépendance des conditions de propagation du nombre d'onde radial est faible dans toute la gamme de fréquence considérée. Il en résulte que l'équation

$$T = k_{\parallel}^2 c^2 + \left(\frac{\omega^2 \omega_{pi}^2}{\omega^2 - \omega_{ci}^2} \right)_{H/N} = 0$$

rend compte avec une précision suffisante des conditions d'excitation de l'ensemble des modes lents. On remarquera que cette condition fait intervenir le maximum de la densité et non la valeur moyenne.

8. 2. 2. Plasma de deux espèces ioniques

On a aussi intégré l'équation d'onde dans la configuration de STATOR-B pour un plasma froid composé d'Hydrogène et Deutérium dans les conditions: $\omega/k_{\parallel} \sim v_A$

Pour $\omega < \omega_{cD} < \omega_{cH}$ dans tout le plasma on a retrouvé une bande de propagation pour les modes lents, en tout similaire à celle obtenue pour un plasma d'une espèce.

Pour $\omega < \omega_{cH}$ dans tout le plasma, on peut obtenir une onde propagative avec $\omega = \omega_{cD}$ au centre du plasma à condition que l'Hydrogène soit l'espèce majoritaire, 90 à 80 % de la densité totale. Le maximum du module $|E|$ est déplacé par rapport au rayon où $\omega = \omega_{cD}$ mais la valeur de $|E_n|$ à $\omega = \omega_{cD}$ est bien plus importante que pour un champ évanescent ; la polarisation du champ électrique à $\omega = \omega_{cD}$ est déterminé toutefois par les caractéristiques du mélange en plasma chaud.

En conclusion, des valeurs de $|E|$ à $\omega = \omega_{cD}$ bien supérieures aux valeurs envisageables dans un plasma de Deutérium pur sont possibles, permettant un chauffage cyclotronique efficace du Deutérium.

Toutefois, le transfert d'énergie à l'espèce majoritaire devrait se faire par collisions ion-ion, et ceci limite l'intérêt de cette méthode.

9. CONCLUSIONS GENERALES

En partant de l'équation d'onde pour un plasma froid en géométrie inhomogène établie par REBUT / 2 / appliquée au cas d'une configuration à conducteur central, on a obtenu les conditions de propagation pour les modes lents et rapides dans un plasma d'une seule espèce ionique et de deux espèces dans les conditions de STATOR-B.

Les courbes de propagation de l'onde rapide dans un plasma d'Hydrogène (50 %) et de Deutérium (50 %) montrent qu'il est théoriquement possible de faire coïncider les conditions optimales d'absorption par collisions ion-ion avec les conditions d'excitation de l'onde rapide. Dans ces conditions, on peut donc envisager de bénéficier de l'amplification du champ électrique dans le plasma par rapport à la valeur dans le vide, les conditions d'excitation d'un mode propre de la colonne de plasma étant réalisées.

Il convient maintenant de vérifier expérimentalement que la propagation des ondes de basse fréquence a lieu dans les conditions

prévues par la théorie, et, en particulier, que l'onde rapide peut être effectivement excitée dans un plasma de deux espèces ioniques avec une amplitude suffisante dans les conditions théoriques d'absorption par collisions ion-ion.

Par ailleurs, il faudra vérifier que cette onde est effectivement amortie dans les conditions prévues par la théorie pour le mécanisme considéré.

Les chapitres suivants présentent le travail expérimental sur STATOR-B couvrant l'étude des conditions d'excitation des ondes à $\omega \sim \omega_c$; dans un plasma d'une (H ou D), ou deux (50 % H, 50 % D) espèces, la démonstration de l'effet de dissipation collisionnelle à $\omega^2 \sim \omega_{cH} \omega_{cD}$ dans un plasma de 50 % d'Hydrogène et 50 % de Deutérium - et le recoupage du niveau d'absorption observé avec la puissance prévue par le modèle théorique.

R E F E R E N C E S

- / 1 / P. H. REBUT, Rapport n° CLM-42 (1964) ;
Thèse Paris (1966)

- / 2 / P. H. REBUT, Proc. Conf. Plasma Phys. and Controlled
Fusion (CN 21/70), (1965)

- / 3 / J. ADAM, Rapport EUR-CEA 430, 1969

FIGURES

- I. Profils radiaux de la densité et des champs magnétiques dans le modèle utilisé (les champs magnétiques sont normalisés par rapport à la valeur de B au rayon extérieur du plasma $r/r_0 = 1,6$
(1) : conducteur central, (2) : plasma, (3) et (4) : vide
2. Conditions théoriques d'excitation des ondes rapides pour un plasma d'une espèce ionique dans STATOR en fonction de ω / ω_{ci} à $r_0 = 4.5 \text{ cm}$ ($m = 2$, $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$).
3. Conditions théoriques d'excitation des ondes rapides pour un plasma de 50 % H, 50 % D dans STATOR en fonction de ω / ω_{cH} à $r_0 = 4.5 \text{ cm}$ ($m = 2$, $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$).
4. Conditions théoriques d'excitation des ondes lentes pour un plasma d'une espèce ionique dans STATOR en fonction de ω / ω_{ci} à $r_0 = 4.5 \text{ cm}$ ($m = 2$, $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$).
 $N = 1, 2 \dots \infty$ caractérise les modes radiaux successifs.

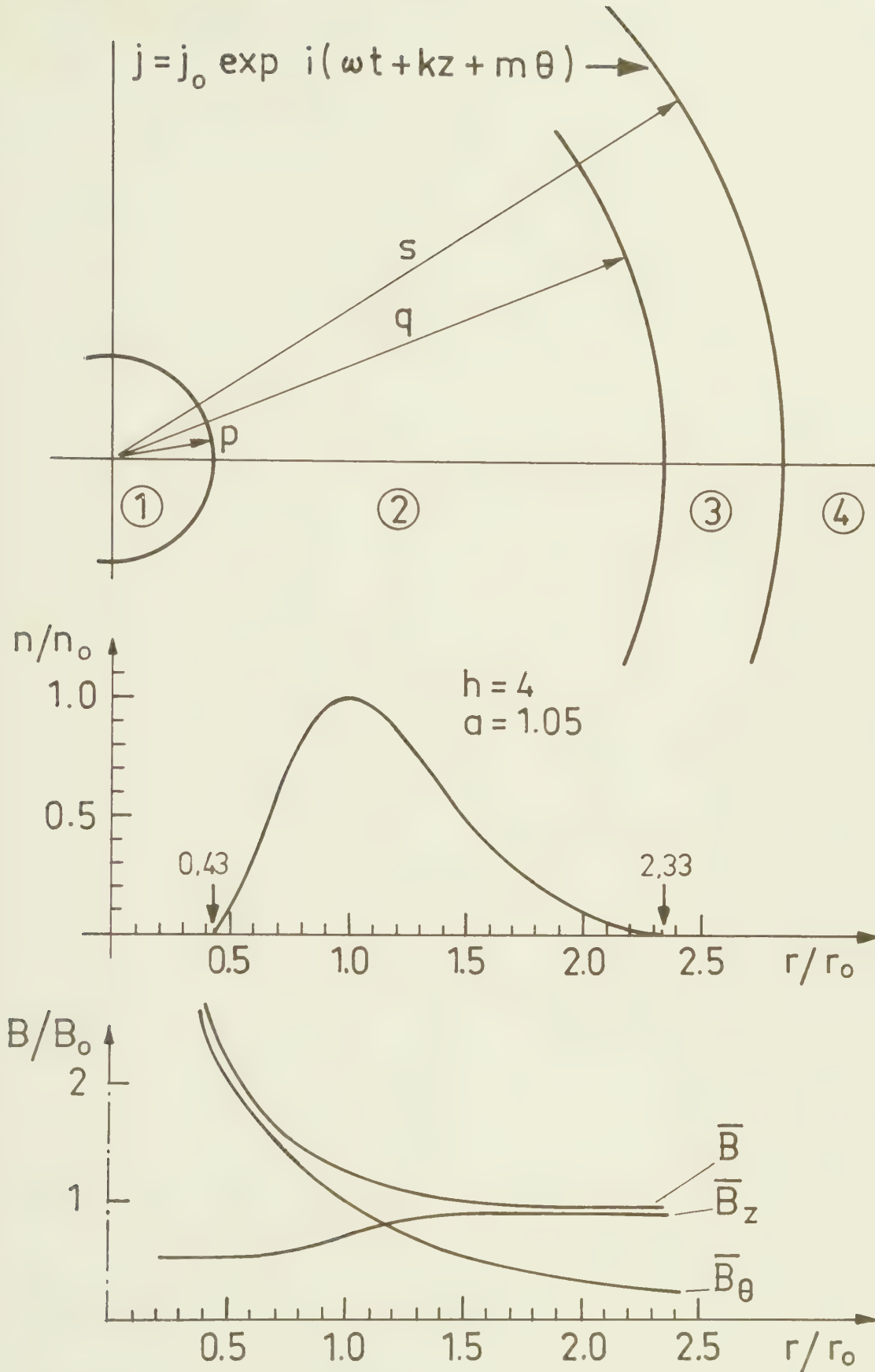


Figure 1 : Profils radiaux de la densité et des champs magnétiques dans le modèle utilisé (les champs magnétiques sont normalisés par rapport à la valeur de $|B|$ au rayon extérieur du plasma $r/r_0 = 1.6$ (1) : conducteur central, (2) : plasma, (3) et (4) vide.

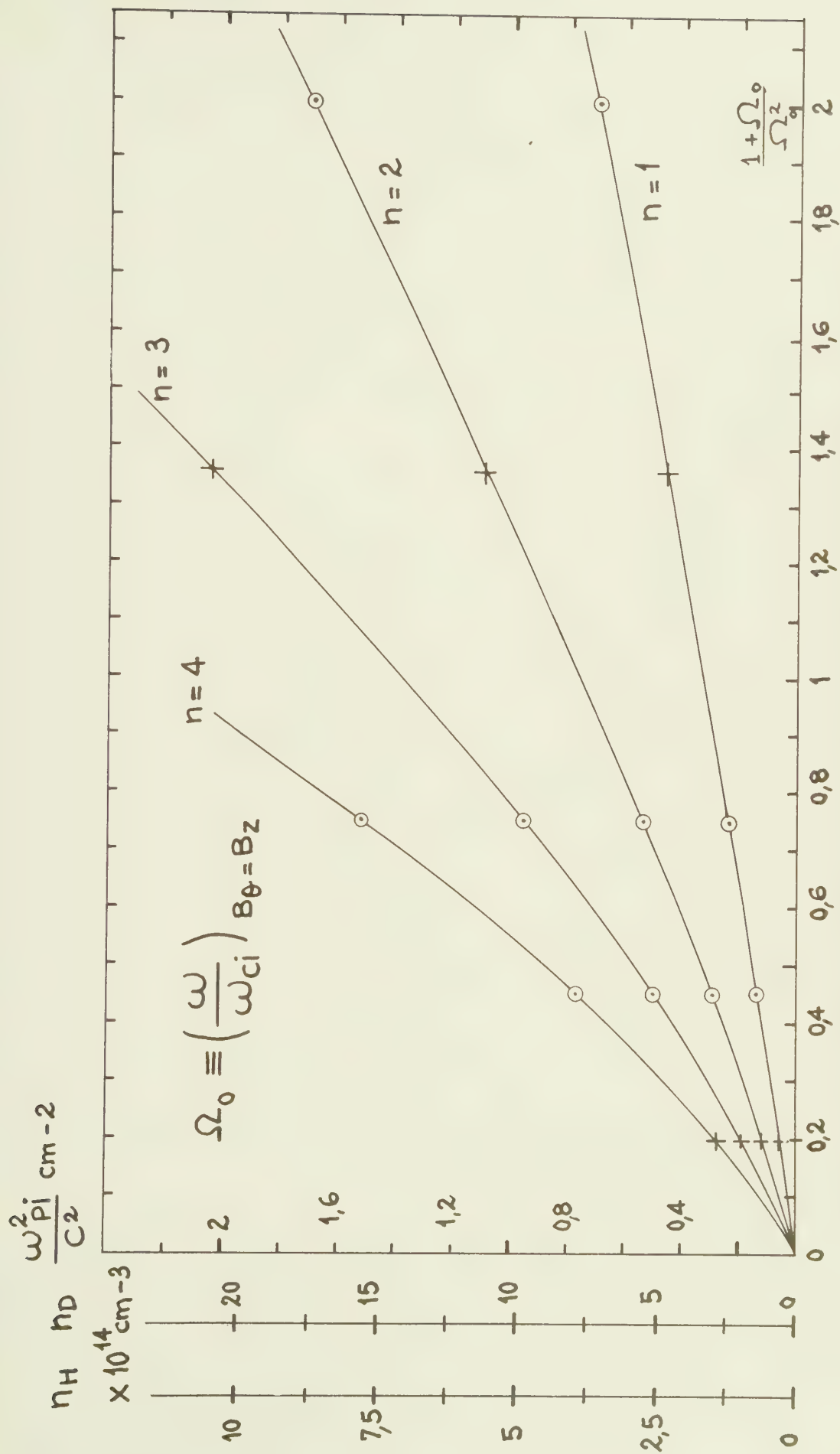


Figure 2 : Conditions théoriques d'excitation des ondes rapides pour un plasma d'une espèce ionique dans STATOR en fonction de ω / ω_{ci} à $r_0 = 4,5 \text{ cm}$ ($m = 2$, $k = 0, 1 \text{ cm}^{-1}$).

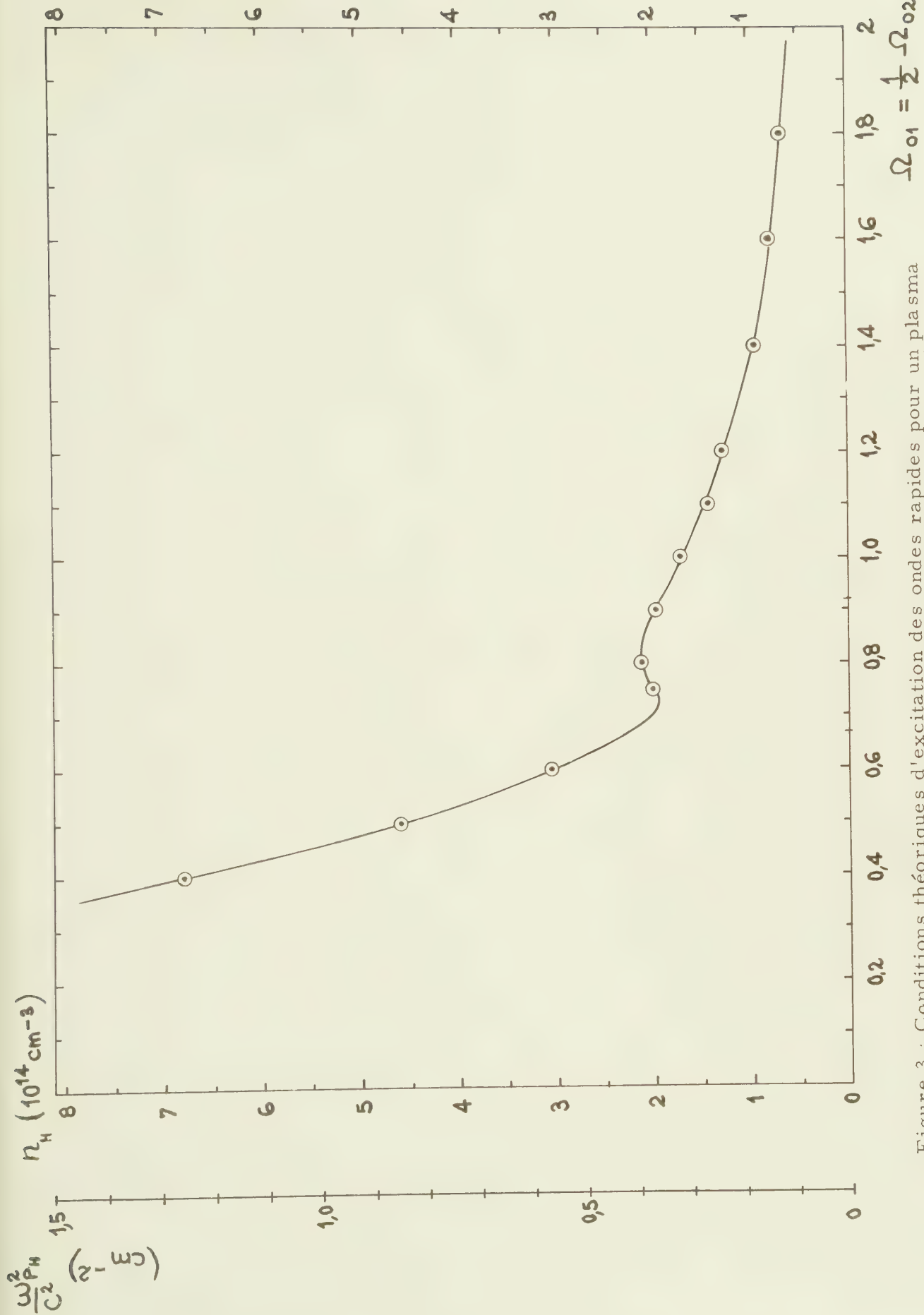


Figure 3 : Conditions théoriques d'excitation des ondes rapides pour un plasma de 50 % H, 50 % D dans STATOR en fonction de ω/ω_{ci} à $r_0 = 4.5$ cm ($m = 2$, $k = 0.1$ cm\$^{-1}\$)

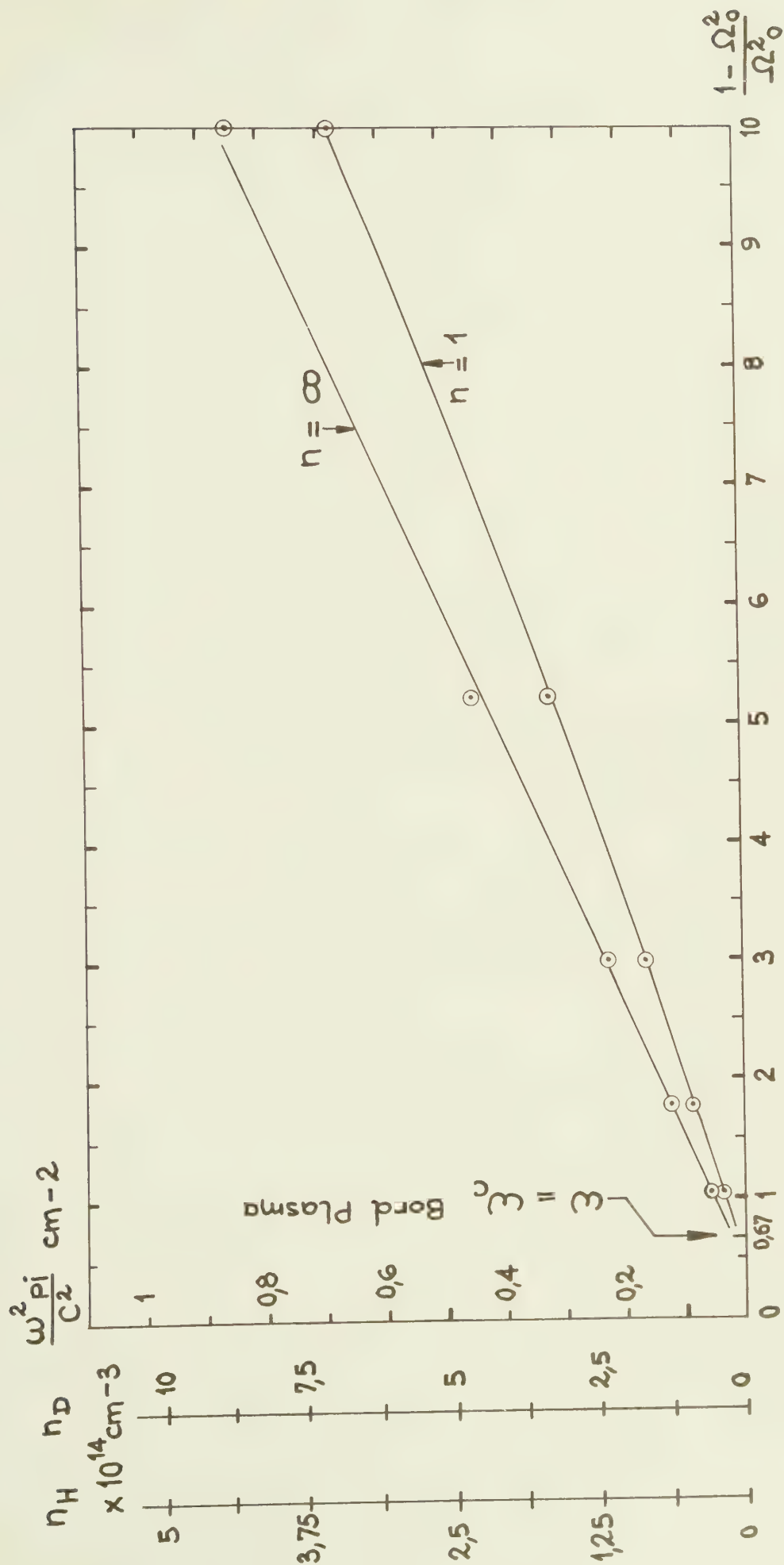


Figure 4 : Conditions théoriques d'excitation des ondes lentes pour un plasma d'une espèce ionique dans STATOR en fonction de ω/ω_i à $r_0 = 4.5 \text{ cm}$ ($m = 2$, $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$). $N = 1, 2, \dots, \infty$, caractérise les modes radiaux successifs.

TROISIEME PARTIE

Expériences de propagation et absorption des ondes
de basse fréquence dans STATOR-B

TABLE DES MATIERES

1. PROGRAMME EXPERIMENTAL

2. EXPERIENCES DE PROPAGATION

2.1. Généralités

2.2. Méthode expérimentale

2.2.1. Dispositif de mesure

2.2.2. Approche des conditions d'excitation

2.2.3. Recherche de l'excitation optimale

2.3. Résultats expérimentaux

2.3.1. Ondes rapides, une espèce ionique

2.3.2. Ondes rapides, deux espèces ioniques

2.3.3. Ondes lentes

3. EXPERIENCES D'ABSORPTION

3.1. Absorption de puissance : récapitulation

3.2. Influence de (ω/ω_{ci}) sur l'absorption

3.3. Longueur d'atténuation

3.3.1. Définitions

3.3.2. Forme explicite, collisions ion-ion

3.3.3. Forme approchée, configuration hard-core cylindrique

3.3.4. Dépendance $\lambda_1(\omega/\omega_{ci})$

3.3.5. Conclusions

3.4. Résultats expérimentaux

3.4.1. Atténuation de l'onde

3.4.2. Puissance absorbée

4. APPLICATION AUX TOKAMAKS

4.1. Couche d'absorption

4.2. Puissance moyenne

4.3. Comparaison avec le chauffage ohmique

I. PROGRAMME EXPERIMENTAL

En utilisant STATOR-B comme source de plasma, on se propose de mettre en évidence et d'étudier le phénomène de dissipation collisionnelle des ondes rapides de basse fréquence dans un plasma de deux espèces ioniques, ainsi que prévu par la théorie.

L'étude expérimentale passe par deux étapes :

A) Il conviendra d'abord de vérifier que le modèle théorique adopté est valable pour le plasma utilisé. Nous étudierons d'abord les conditions de propagation des ondes de basse fréquence dans ce plasma, et vérifierons que la propagation a lieu dans les conditions prévues par la théorie.

B) Ayant donc vérifié, en particulier, que l'onde rapide peut être excitée dans un plasma de deux espèces ioniques dans les conditions d'absorption théoriques ($n_i \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $k_{\parallel}^2 = k_S^2$ dans le plasma), il conviendra ensuite de vérifier que cette onde est effectivement amortie par collisions coulombiennes entre les deux espèces ioniques.

2. EXPERIENCES DE PROPAGATION

2. 1. Généralités

L'enroulement hélicoïdal destiné à l'excitation des ondes, dans les conditions de densité qui nous intéressent, a une périodicité toroïdale $k = 0,1 \text{ cm}^{-1}$ et azimutale, $m = 2$: à des fréquences pour des champs magnétiques de ~ 7 à 8 Kilogauss, cette bobine devrait permettre d'exciter des ondes rapides à une densité $n_i \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$. L'enroulement est disposé sur une section courbe de la machine toroïdale de $\pm 30^\circ$ de part et d'autre du plan médian de cette dernière, sur une longueur totale de 60 cm environ, (figure 1) / 1 /. Les détails technologiques de la bobine et de l'oscillateur ont été donnés précédemment. La fréquence d'oscillation peut être réglée entre 5 Mhz et 12 Mhz .

L'oscillation est déclenchée avant la décharge : le gaz est préionisé et, lors de l'établissement du champ toroïdal B_z , l'amorçage a lieu, et la densité et le champ magnétique augmentent rapidement pendant la montée de B_z .

Trois lignes de sondes magnétiques permettent de mesurer la distribution radiale des trois composantes - B_r , B_θ , B_z - du champ électromagnétique proche du plan médian de la bobine ($Z=0$), à une distance $z = 60 \text{ cm}$ du plan médian et à une distance $z = 144 \text{ cm}$ du plan médian.

Loin des conditions de propagation, l'amplitude du champ électromagnétique $E_\perp$ sous la bobine d'excitation décroît de la bobine vers l'axe comme $1/z^2$ (kr) et ne dépasse pas 10 v/cm à 5 cm de l'axe pour une tension d'alimentation de 20 kv aux bornes de la bobine d'excitation.

En dehors de la bobine d'excitation, l'amplitude du champ électromagnétique décroît rapidement de sa valeur sous la bobine d'excitation. / 2 /

Lorsque les paramètres expérimentaux approchent, les conditions d'excitation d'un mode propre de la colonne de plasma pour les valeurs de k , m et ω choisies, l'amplitude du champ électromagnétique sous la bobine d'excitation augmente d'autant plus que l'indice $n^2 \ll 0$ diminue en valeur absolue. Pour une densité deux fois plus petite que la valeur correspondant à l'excitation d'un mode propre, le champ électromagnétique à $r \sim 4,5 \text{ cm}$ calculé avec le modèle théorique, atteint deux fois sa valeur à vide. Le plasma est toutefois encore évanescent et l'amplitude du champ en dehors de la bobine d'excitation décroît rapidement de sa valeur sous la bobine d'excitation, même en absence de dissipation dans le plasma.

Quand les paramètres expérimentaux correspondent aux conditions d'excitation d'un mode propre de la colonne de plasma, l'énergie active de l'onde se répand à l'extérieur de la bobine d'excitation. Le

niveau moyen du champ électromagnétique baisse en dessous de la bobine d'excitation et augmente en dehors de la bobine, pour donner une onde stationnaire le long de la coordonnée toroïdale, en absence de dissipation naturellement. En présence d'un phénomène important de dissipation, l'onde se propageant en dehors de la bobine d'excitation est amortie et l'amplitude du champ électromagnétique décroît, en s'éloignant du plan médian de la bobine, avec une longueur caractéristique liée à la moyenne radiale de la partie imaginaire du vecteur d'onde axial $k_{\perp}$.

Quant les paramètres expérimentaux viennent à correspondre aux conditions d'excitation d'un mode propre / 3 /, la puissance active débitée par l'oscillateur augmente jusqu'à une valeur maximale, en raison de la dissipation dans le plasma. La valeur maximale est d'autant plus grande que l'importance du phénomène dissipatif est grande : cela en raison de la dispersion dans le spectre excité par la bobine, qui s'étend sur une bande finie en k et ω . Pour une excitation parfaitement monocromatique en k et ω , la puissance débitée à la résonance ne dépendrait pas de l'importance du phénomène dissipatif, car le champ électrique de l'onde est limité par la dissipation et l'importance du phénomène dissipatif jouerait uniquement sur la largeur (en k ou ω) de la résonance de mode, d'autant plus grande que le phénomène est important. Quand l'excitation a lieu sur une bande finie Δk ou $\Delta \omega$, la puissance débitée est donnée par le produit de convolution de la fonction d'excitation avec la courbe de résonance de mode. Plus la dissipation est forte, plus la résonance de mode est large, et plus le produit de convolution, et donc la puissance débitée, sont importants.

2. 2. Méthode expérimentale

En définissant la méthode expérimentale adoptée pour l'étude de la propagation des ondes de basse fréquence dans STATOR-B, il est nécessaire de tenir compte,

a) des éléments phénoménologiques et opérationnels pour le contrôle des conditions expérimentales,

b) des caractéristiques et résultats du modèle de plasma magnétisé utilisé dans le calcul des conditions d'excitation des modes propres,

c) et des phénomènes expérimentaux, liés à l'excitation d'un mode propre, qui sont accessibles à la détection par les différents dispositifs installés.

2. 2. 1. Dispositif de mesure

- Densité : la densité électronique moyenne du plasma pendant l'expérience est suivie par un interféromètre Michelson, utilisant des microondes de 2 mm se réfléchissant sur un bossage poli soudé au conducteur central. / 4 / Le chemin optique dans la décharge est de 9 cm dans les deux sens ; une frange correspond à une variation de densité moyenne sur le chemin optique de $7 \cdot 10^{13}$ électrons par cm^3 environ. La densité de coupure pour ces radiations est de $2,5 \cdot 10^{14} \text{cm}^{-3}$ environ.

Le détecteur est une diode à la température ambiante, suivie d'un amplificateur transistorisé (gain ~ 80) et d'un "emitter-follower" adapté en sortie sur le câble de mesure (50Ω) qui transmet le signal jusqu'à la cage de Faraday. Ici, le signal est filtré, à l'aide de filtres passe bas ($\nu < 2 \text{ Mhz}$) à gain élevé, et enregistré sur oscilloscope. Le signal détecté est de l'ordre de 10 mv.

Champ magnétique : le champ magnétique de confinement $B = [B_z^2 + B_\theta^2]^{1/2}$ pendant l'expérience est obtenu en mesurant les deux composantes B_z et B_θ à l'aide de sondes magnétiques placées à $z = 4,5 \text{ cm}$, dans un queueot extérieur de la machine à $z = 64 \text{ cm}$ du plan médian de la bobine d'excitation.

Le circuit de détection comprend un circuit RC d'adaptation, le câble de mesure (15 mètres), et, à l'intérieur de la cage de Faraday, un intégrateur à tubes (temps d'intégration 10 ou 100 μs) adapté sur 50Ω , le signal étant enregistré sur oscilloscope.

- Circuit radiofréquence

a) La fréquence d'oscillation propre de l'oscillateur est de 4 Mhz environ, et l'impédance de sortie est essentiellement capacitive. Cette fréquence peut être ajustée pour coïncider avec celle choisie pour les expériences à l'aide d'une inductance variable, placée entre l'électrode H. T. et la masse. Cette inductance est constituée d'une série de spires circulaires démontables terminées par un curseur relié à la haute tension pour le réglage fin de fréquence. Pour assurer l'isolement entre spires, l'immersion de la bobine dans l'huile est prévue, le réglage fin se faisant de l'extérieur pour une tige isolante. La fréquence propre peut ainsi être variée entre 4 et 12 Mhz ; la tension maximale atteint 40 Kilovolt.

b) La fréquence propre du circuit de charge, constitué par la bobine d'excitation et des blocs capacitifs en série et en parallèle à la borne H. T. , se fait par variation de ces capacités. Une résistance de charge de $\sim 500\Omega$ entre H. T. et masse, est installée pour éviter le blocage de l'oscillateur. Les blocs capacitifs et la résistance de charge sont immergés dans l'huile qui remplit les cuves d'accord. Le facteur de mérite du circuit de charge avec la résistance de 500Ω est de 40 environ.

- Tension R. F. : La tension aux bornes du circuit de charge est mesurée par l'intermédiaire d'un pont capacitif (1.5 Kilovolt/volt) avec la partie H. T. complètement à l'intérieur de la cuve d'accord. Le signal est transporté par câble à la cage de Faraday ; il est ici filtré à l'aide de filtres passe bande à gain élevé adaptés sur la résistance itérative du câble (50Ω). Les signaux sont enregistrés sur oscilloscope.

- Courant R. F. : Le courant débité par l'oscillateur est mesuré par une bobine de Rogowski toroïdale, coaxiale avec la tige H. T. à l'entrée du circuit de charge. Le courant induit est retardé de $\pi/2$ par rapport au courant R. F. Avec une charge de 50 aux bornes de la bobine Rogowski, le coefficient de transduction à 9.1 Mhz est de 0.1 volt/ampère et proportionnel à la fréquence. La bobine est blindée capacitivement par deux demi-coquilles toroïdales en cuivre reliées à la masse. Ce circuit est immergé dans l'huile à l'intérieur de la cuve principale de l'oscillateur.

Le signal est transporté par câble à la cage de Faraday, à l'intérieur de laquelle il est filtré à l'aide de filtres passe bande à gain élevé adaptés sur la résistance itérative du câble (50Ω). Le signal est enregistré sur oscilloscope.

- Accord : Quand l'oscillateur est accordé sur la fréquence propre du circuit de charge, il ne s'écoule pas de courant actif entre oscillateur et charge, la valeur du courant R. F. étant réduite au courant réactif correspondant à la dissipation dans la résistance de charge et au facteur de mérite fini des différentes composantes de ce circuit.

Pour obtenir l'accord préliminaire, les valeurs des capacités et inductance d'accord sont d'abord choisies sur la base du calcul.

L'anode du tube est ensuite alimentée avec un générateur à faible tension (300 volt, 1 ampère) et la condition d'accord (I_{RF} minimum) recherchée en réglant l'inductance de plaque et en modifiant légèrement la capacité d'accord.

A haute tension, la non-linéarité du tube influe sur la fréquence d'oscillation et la condition d'accord. Après l'accord basse tension, on alimente donc le tube en impulsion ($t \sim 1$ milliseconde) à la tension opérationnelle, et on règle à nouveau les différentes charges et le couplage grille-anode pour obtenir le courant I_{RF} minimum à la fréquence obtenue.

Le facteur de mérite indiqué précédemment est obtenu à partir de la mesure, dans la condition d'accord basse tension, de I_{RF} minimum, pour différentes valeurs de la résistance de charge. En extrapolant la courbe (I_{RF} , R/V_{HF}) pour $R \rightarrow 0$, on obtient l'impédance réactive R' du circuit, et donc le facteur de mérite $Q = L\omega/R'$ du circuit de charge à la fréquence choisie.

- Puissance active R. F. : en absence de dissipation, le courant R. F. est en avance de $\pi/2$ sur la tension R. F. . Le retard de $\pi/2$ sur le courant introduit par la bobine de Rogowski porte ce déphasage à $\varphi = 0$. La longueur des câbles de transmission et les filtres utilisés introduisent toutefois des retards, pour chaque signal, dont il faut tenir compte. Nous avons donc réglé la longueur des câbles de mesure de V_{RF} et I_{RF} de façon à obtenir le même retard pour chaque ligne, filtre compris, à la fréquence considérée.

Quant il y a dissipation, il apparaît un déphasage fini entre le courant circulant dans la bobine de Rogowski et la tension ; la puissance active est donnée par

$$P = V \cdot I \cdot \sin \varphi$$

où

$$V = \frac{1}{\sqrt{2}} (V_v \cdot d_v)$$

est la valeur efficace en volt de la tension R. F. , avec V_v l'amplitude crête-crête du signal de tension aux bornes du pont diviseur, d_v l'inverse du gain du pont diviseur, ($d_v = 1.5$ Kilovolt/volt), et

$$I = \frac{1}{\sqrt{2}} (V_I \cdot d_I)$$

est la valeur efficace du courant R. F. en ampères, avec V_I l'amplitude crête-crête du signal de tension mesuré sur 50Ω d_I (ν) l'inverse du coefficient de transduction du circuit de mesure à la fréquence ν (en Mhz)

$$d_I = \frac{g_I}{\nu} \text{ Ampères/volt}$$

En termes des amplitudes crête-crête A_I et A_V en millimètres, mesurées sur les oscilloscopes, I et V sont donnés par

$$V = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_v \cdot d_v \cdot g_v \cdot s_v) \text{ Kilovolt}$$

où A_v est en millimètres, g_v est l'inverse du gain du filtre passe bande utilisé, s_v la sensibilité affichée en volt/mm. D'autre part,

$$I = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_I \cdot d_I^{(\nu)} \cdot g_I \cdot s_I) \text{ Ampères.}$$

où A_I est en millimètres, g_I l'inverse du gain du filtre passe bande utilisé et s_I la sensibilité affichée en volt/mm.

On obtient en fin de compte pour la puissance en kilowatt :

$$P = I V \sin \varphi = \frac{1}{8} (d_I^{(\nu)} g_I s_I d_v g_v s_v) A_I A_V \sin \varphi$$

Le produit $A_I A_V \sin \varphi$ est égal à l'aire (en mm^2) du triangle construit avec les signaux de tension R. F. de courant R. F. , et leur somme algébrique A_{I+V} .

Pour mesurer la puissance active débitée par l'oscillateur au plasma, on enregistre, outre à la tension et au courant R. F., leur somme algébrique obtenue à l'aide d'un amplificateur différentiel. Une simple opération géométrique permet le calcul de l'aire en mm^2 du triangle mentionné, et donc la puissance active en kilowatt par la formule précédente.

- Champ électromagnétique : La distribution radiale des trois composantes B_r , B_θ , B_z peut être mesurée à l'aide de lignes de sondes magnétiques disposées le long d'un rayon, aux positions suivantes (figure 2)

- . Dans le plan vertical médian de la bobine $z = 0$, à une distance angulaire $\Theta = \pi/4$ du plan horizontal de symétrie de la machine.
- . A une distance $z = 60$ cm du plan médian de la bobine, à $\Theta = 0$ et $\Theta = \pi$.
- . A une distance $z = 144$ cm du plan médian de la bobine, à $\Theta = 160^\circ$ environ.

Ces coordonnées sont dictées par la géométrie de la machine et par la disposition des conducteurs B. F. et R. F. autour de l'enceinte à vide.

La bobine crée une onde stationnaire en Θ , qui est de la forme

$$E_r(\Theta) \propto \cos m \Theta$$

Aux extrémités $z = \pm 30$ cm de la bobine ($m = 2$), les conducteurs R. F. se trouvent à $\Theta = \pi/4, 3\pi/4, 5\pi/4, 7\pi/4$ par rapport au plan de symétrie de la machine. A ces coordonnées poloïdales, le taux d'onde stationnaire est nul pour toute valeur de la coordonnée toroïdale z . Aux valeurs intermédiaires de Θ , c. à. d. $\Theta = 0, \pi/2, \pi, 3\pi/2$, le taux d'onde stationnaire est maximum.

Pour une onde progressive, la variation de l'amplitude à donné le long de la coordonnée toroïdale z est déterminée par les phénomènes dissipatifs dans le plasma (longueur d'atténuation). C'est le cas quand la partie imaginaire k_I du vecteur de propagation axial est comparable ou plus grande de la partie réelle k . (figure 3. a).

Dans le cas où l'établissement d'une onde stationnaire le long de la coordonnée toroïdale z est possible, l'amplitude du champ électrique est modulée comme $\cos kz$. Le taux d'onde stationnaire maximal est attendu à une distance $z = \lambda, 3\lambda/2, 2\lambda \dots$ du plan médian de la bobine d'excitation, soit à $z = 60$ cm, $z = 90$ cm, $z = 120$ cm etc, pour la longueur d'onde fondamentale de la bobine ($\lambda = 2\pi/k \sim 60$ cm). (figure 3. b).

- Pour les mesures de propagation, on utilise la ligne de sondes magnétiques placée à $z = 60$ cm et $\Theta = 0$. On détecte de préférence la composante radiale, sous forme du signal non intégré $\omega B_z S$ où S est la surface effective de la bobine de mesure (0.5 cm^2). Le circuit de détection comporte un circuit RC d'adaptation, le câble de mesure (15 mètres) et, à l'intérieur de la cage de Faraday, un filtre passe bande à gain élevé, adapté sur la résistance inductive du câble ($\sim 50 \Omega$). Les signaux sont enregistrés sur oscilloscope.

- Pour déterminer l'atténuation de l'amplitude d'une onde propagative en dehors de la bobine d'excitation, il est nécessaire de comparer l'amplitude de l'onde à $z = 60$ cm et $z = 144$ cm, à une même valeur de Θ , voisine des valeurs où le taux d'onde stationnaire est maximum. Or la mesure à $z = 144$ cm n'est possible qu'à $\Theta_2 = 160^\circ$: la valeur de Θ réalisable à $z = 60$ cm qui est la plus proche de Θ_2 est $\Theta_1 = 90^\circ$. Pour comparer les amplitudes mesurées, il est donc nécessaire de tenir compte du profil de l'onde stationnaire pololdale $\propto \cos m \Theta$. Pour une onde progressive non atténuée, le rapport mesuré entre l'amplitude E_1 de l'onde à $z = 60$ cm et l'amplitude E_2 de l'onde à $z = 144$ cm est donné, en négligeant la courbure, et pour $m = 2$, par :

$$\left(\frac{E_2}{E_1} \right)_{\text{MAX}} = \cos m \Theta_2 \sim 0.75$$

Si une onde stationnaire s'établit le long de la coordonnée toroldale, ce rapport est modifié dans la mesure où la distance axiale entre les deux stations de mesure n'est pas un multiple exact de la demi-longueur d'onde excitée par la bobine. L'évaluation de la correction due à cet effet, est compliquée par la dispersion en k introduite par la longueur finie de la bobine et par la courbure toroldale. Pour $\lambda = 60$ cm, et en négligeant la courbure, on obtient le taux d'onde stationnaire maximal à la première station $z = 60$ cm ; l'amplitude relative à la deuxième station $z = 144$ cm est de 0.81 environ. Pour des longueurs d'onde plus petites, la valeur relative augmente, le taux d'onde stationnaire à $z = 144$ cm pouvant excéder la valeur à $z = 60$ cm.

On retient donc qu'un rapport mesuré

$$\left(\frac{E_2}{E_1} \right)_m \geq 0.75. 0.80 \sim 0.6$$

correspond à une onde non atténuée.

Quand l'onde est amortie, et la longueur d'atténuation est suffisamment courte ($\lambda_T < L_M/2$, où $L_M = 490$ cm est la longueur développée de la machine), l'onde peut être considérée comme purement progressive entre les deux stations de mesure, et le facteur de normalisation pour le rapport (E_2/E_1) mesuré est de 0.75, soit

$$\left(\frac{E_2}{E_1} \right)_\pi = \frac{1}{0.75} \frac{E_2}{E_1}$$

La longueur d'atténuation λ_I est donnée par

$$\frac{\lambda_I}{84} = \left[\log \left(\frac{E_1}{E_2} \right)_\pi \right]^{-1}$$

soit

$$\lambda_I = 84 \left[\log \left(\frac{E_1}{E_2} \right)_m - 0.285 \right]^{-1}$$

pour une valeur

$$\left(\frac{E_2}{E_1} \right)_m < 0.5$$

La borne $(E_2/E_1)_m = 0.5$ correspond à $\lambda_I = \frac{L_H}{2}$

La détection à $z = 144$ cm d'une onde amortie, donc de faible amplitude, nécessite l'élimination complète des signaux capacitifs parasites sur la tête de mesure. Dans ces conditions, le blindage électrostatique produit par le vernis conducteur enrobant la sonde n'est plus suffisant. Le signal capacitif sur deux têtes de mesure adjacentes ($\Delta r \sim 2.5$ mm) est pratiquement identique et ne dépend pas du sens d'enroulement de la bobine de mesure : on peut donc l'éliminer, tout en gardant le signal électromagnétique, en inversant les connexions de l'une des deux et en opérant la différence entre les deux signaux non filtrés dans la cage de Faraday, à l'aide d'un amplificateur différentiel Tektronix type E alimenté indépendamment de l'oscilloscope de mesure. Le signal résultant est ensuite filtré et enregistré sur oscilloscope de mesure. Pour cette mesure, on effectue au préalable un calibrage précis des longueurs de câble et des gains de l'amplificateur différentiel, à l'aide d'un oscillateur placé à l'entrée du circuit de mesure.

2.2.2. Approche des conditions d'excitation

Les éléments phénoménologiques et opérationnels énoncés précédemment, permettent d'afficher la pression de remplissage des vannes rapides et les tensions de charge nécessaires à obtenir des valeurs prédéterminées pour la densité moyenne de référence $\langle n(t^*) \rangle$ et le champ magnétique $B_O(t^*)$ à $r = r_O = 4.5$ cm de l'axe, au temps d'extinction de la raie H_β ou D_β .

Les valeurs $\langle n(t^*) \rangle$ et $B_O(t^*)$ sont déterminées, pour une fréquence d'oscillation donnée (entre 5 et 12 Mhz) de façon à ce que $n_O \sim 3 \langle n(t^*) \rangle$ et ω/ω_{CH} à $r = r_O = 4.5$ cm, correspondent aux coordonnées d'un point sur les courbes théoriques d'excitation des modes propres pour $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ et $m = 2$, tracées dans le plan $n_O, (\omega/\omega_{CH})$. On a systématiquement considéré le premier mode radial $N = 1$.

La tension R. F. d'alimentation de la bobine d'excitation est établie peu avant le champ toroïdal B_z . Après l'amorçage du gaz, les

valeurs de la densité moyenne et du champ magnétique à $r = r_0$ augmentent rapidement pendant le temps de montée du champ toroïdal B_z .

La propagation est détectée à l'aide des deux lignes de sondes à $z = 60$ cm et $z = 144$ cm du plan médian de la bobine, la composante mesurée étant de préférence B_r , qui est négligeable en absence de propagation.

Dans les conditions de réglage indiquées, le modèle théorique prévoit donc la détection d'un signal B_r amplifié en dehors de la bobine d'excitation au temps t^* d'extinction (extrapolée) de la raie H_β ou D_β .

Dans le plan n_0 , $(\omega/\omega_{ce})_0$, les courbes théoriques de propagation, tracées pour une excitation strictement monochromatique et une symétrie cylindrique, sont en effet à remplacer par des bandes de propagation, en raison de la dispersion en ω et k du système oscillateur-bobine d'excitation et de la courbure toroïdale du dispositif de confinement : le système a un Q fini, la bobine une longueur finie, et les surfaces à $|B|$ constant ne sont pas des cercles centrés sur l'axe.

Il faut donc s'attendre à une période finie de propagation autour du temps t^* , d'autant plus longue que la variation $\langle n(t) \rangle$ et $B_0(t)$ est lente.

Dans ces conditions de réglage, on observe effectivement une période de propagation de 20 à 30 μs autour du temps t^* . La comparaison avec les courbes théoriques ne peut toutefois qu'être approximative, compte tenu de la configuration magnétique obtenue à $t = t^*$, différente de la configuration théorique, et de la vitesse de variation des paramètres définissant le plasma.

On cherche donc à retarder la propagation pour qu'elle ait lieu au temps où le confinement est maximal, autour duquel la densité moyenne varie lentement et la configuration magnétique est proche de la configuration théorique et varie lentement.

2.2.3. Recherche de l'excitation optimale

Pour obtenir le résultat cherché on peut, à partir du réglage initial,

- . diminuer la densité de remplissage
- . augmenter le champ magnétique, tout en gardant $n(t)$ sensiblement invarié.
- . diminuer la fréquence d'excitation.

La méthode de recherche expérimentale des conditions optimales d'excitation d'un mode propre est illustrée dans la figure 4.

Dans le plan n_0 , $(\omega/\omega_{CH})_0$, on trace la courbe théorique d'excitation de l'onde considérée. On construit ensuite dans ce plan le lieu $[3,4 \langle n \rangle, (\omega/\omega_{CH})_0]$ pour la fréquence ω utilisée, à partir de l'inférogramme microondes et des signaux des sondes magnétiques B_z et B_θ placées à $r = 4,5$ cm. Cette deuxième courbe part de l'axe $n_0 = 0$ à la valeur $(\omega/\omega_{CH})_0$ correspondant au temps d'amorçage. Après l'amorçage, le point représentatif du plasma $[3,4 \langle n \rangle, (\omega/\omega_{CH})_0]$ se déplace dans le plan $n_0 > 0$, $(\omega/\omega_{CH})_0 < (\omega/\omega_{CH})_0^*$ pendant la période de croissance de la densité et du champ magnétique, c'est-à-dire approximativement jusqu'au maximum du champ toroïdal B_z .

Après le maximum de B_z , la densité moyenne du plasma et le niveau de champ magnétique diminuent. Le point représentatif du plasma dans le plan n_0 , $(\omega/\omega_{CH})_0$ se déplace pendant cette phase vers l'axe $n_0 = 0$.

- Dans les conditions de réglage initiales, la courbe $[3,4 \langle n \rangle, (\omega/\omega_{CH})_0]$ croise deux fois la courbe théorique d'excitation.

Au temps $t \sim t^*$, on remplit une première fois, brièvement, les conditions d'excitation, et on s'en écarte ensuite pendant la montée de $\langle n \rangle$ et B_0 . Pendant la phase de décroissance de $\langle n \rangle$ et B_0 , on approche de nouveau les conditions d'excitation, qui sont remplies une deuxième fois avant l'extinction de la décharge.

- En diminuant la densité de remplissage, on baisse le point extremum $[3,4 \langle n \rangle, (\omega/\omega_{CH})_0]$ dans le plan n_0 , $(\omega/\omega_{CH})_0$ et on rapproche donc les points d'intersection de la courbe plasma avec la courbe théorique.

- En augmentant $B_0(t)$, on déplace la courbe plasma (modifiée quelque peu) vers l'axe $(\omega/\omega_{CH})_0 = 0$, et les points d'intersection de la courbe plasma avec la courbe théorique se trouvent rapprochés.

- Finalement, en diminuant ω toute la courbe représentative du plasma est translatée vers l'axe $(\omega/\omega_{CH})_0 = 0$, avec un effet analogue aux actions précédentes. Expérimentalement, le changement de fréquence demande des réglages fins de l'oscillateur et cet effet est utilisé essentiellement pour cataloguer les fréquences auxquelles la tangence entre la courbe plasma et la courbe théorique est attendue.

- On obtient ainsi une combinaison de la valeur de la pression de remplissage P_0 des vannes rapides, des tensions de charge V_z et V_θ des bancs de capacités et du retard Δt entre les champs, qui produit, à la fréquence ω choisie, une propagation prolongée (50 à 100 μs) autour des conditions de confinement maximum.

- Les conditions de couplage optimal (amplitude maximale du signal B_z à l'extérieur de la bobine d'excitation) sont ensuite recherchées

en variant à tour de rôle et par petits increments, les trois paramètres P_0 , V_g , Δt .

2.3. Résultats expérimentaux

2.3.1. Ondes rapides, une espèce ionique

L'étude de la propagation de l'onde rapide dans le plasma Stator-B a été effectuée sur des plasmas d'Hydrogène ou de Deuterium, dans les bandes $0.5 < \omega/\omega_{cH} < 1.5$ et $1.5 < \omega/\omega_{cH} < 3$ respectivement. Les fréquences utilisées sont comprises entre 6 Mhz et 9 Mhz, avec des valeurs de champ magnétique au centre du plasma comprises entre 4 Kilogauss et 11 Kilogauss.

La figure 5 réunit les enregistrements des principales quantités R. F. mesurées pour les conditions de couplage optimal dans un cas typique avec du Deuterium à 5.45 Mhz ; la variation, dans le temps, de la densité moyenne et du champ magnétique au centre de la configuration sont aussi tracés.

Une amplification notable du champ B_z à l'extérieur de la bobine d'excitation est observée pendant 30 μs , à 170 μs de l'établissement du champ toroïdal. Le rapport entre les signaux B_z mesurés à $z = 60$ cm et $z = 144$ cm est de l'ordre de 0.7, indiquant l'établissement d'une onde stationnaire le long de la coordonnée toroïdale, de longueur d'onde inférieure à 60 cm. A la propagation ainsi établie, correspond une augmentation de courant R. F. et une légère diminution de la tension R. F. aux bornes de la bobine d'excitation.

La valeur du champ magnétique à $t = 170 \mu s$ est $B_0 = 5.35$ Kilogauss et la densité moyenne mesurée est de $\langle n \rangle = 1.55 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ au même temps. Ces valeurs de $n_0 \sim 3.4 \langle n \rangle$ et B_0 sont à comparer avec les conditions théoriques de propagation à la fréquence donnée. Pour ce faire, on tiendra compte des éléments d'incertitude suivants :

- Variation de la valeur de B due à la courbure ($\sim 15 \%$)
- Nécessité d'extrapoler les courbes $n(t)$ au delà des conditions de coupure ($n_0 \sim 2.5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$)
- Variation de la densité pendant la période de propagation (largeur à mi-hauteur du pic B_z)

La figure 6a réunit les résultats / 5 / de la comparaison entre les valeurs de n_e et B au temps où la propagation apparaît avec les courbes théoriques obtenues précédemment / 6 / / 1 /. Les conditions de propagation des ondes rapides dépendent essentiellement de la valeur moyenne de la vitesse d'Alfven, plutôt que de sa valeur locale à $r = r_0$.

L'écart des points expérimentaux, par rapport à la courbe théorique, peut être attribué à l'incertitude sur la position du profil de densité dans la configuration, et à la forme du profil radial de champ magnétique, qui varie d'une expérience à l'autre et par rapport au profil théorique.

Compte tenu de ces facteurs et des éléments d'incertitude cités plus haut, l'accord doit être considéré comme satisfaisant, donnant déjà une première confirmation de la validité du modèle théorique adopté pour le plasma de STATOR-B.

La figure 12 montre quelques résultats typiques de la mesure E_2/E_1 dans un plasma de Deuterium, dans les conditions de couplage optimal, en fonction du rapport $(\omega/\omega_{CH})_0$ entre 0.5 et 1.2. Dans toute la bande étudiée, le rapport $E_2/E_1 > 0.6$, indiquant l'établissement d'une onde stationnaire le long de la coordonnée toroïdale de la machine.

2.3.2. Ondes rapides, deux espèces ioniques

L'étude de la propagation de l'onde rapide dans STATOR-B a été ensuite portée sur un plasma composé de 50 % d'Hydrogène et de 50 % de Deuterium, dans la bande autour de $\omega = [\omega_{CH} \omega_{CD}]^{1/2}$ comprise entre $\omega/\omega_{CH} \approx 0.4$ et $\omega/\omega_{CH} \approx 0.9$.

Le contrôle de la composition du plasma était obtenu par la comparaison des raies H_β et D_β . Pour obtenir une composition correspondante au mélange de remplissage, on a été amené à exécuter 100 à 150 décharges avant les expériences de mesure.

La recherche des conditions de couplage optimal dans le mélange était facilitée, en se basant sur les conditions d'excitation trouvées dans l'Hydrogène et le Deuterium purs. En effet, les courbes de propagation théoriques pour le mélange et les composantes pures sont très voisines. Par ailleurs, les conditions d'amorçage et les caractéristiques de densité (et température) des plasmas obtenus avec une composante pure et avec le mélange sont les mêmes.

En première approximation, l'influence de la masse ionique m_i sur les conditions de propagation se fait sentir uniquement par l'intermédiaire de la vitesse d'Alfvén $V_A \propto m_i^{-1/2}$.

Avec un réglage des paramètres machine correspondant à la propagation dans une composante pure à une fréquence ν_1 , on devrait donc obtenir la propagation dans le mélange en changeant la fréquence à $\nu_M = \nu_1 (m_1/m_M)^{1/2}$ où m_1 est la masse de la composante pure et $m_M \sim (m_1 + m_2)/2$ est la masse équivalente du mélange, m_2 étant la masse de la deuxième composante.

Cette méthode a été utilisée en se basant sur les paramètres "machine" correspondant aux conditions de couplage optimum dans un plasma de Deuterium à $\nu_1 = 7.1$ Mhz, en changeant la fréquence à $\nu_H \sim 8$ Mhz pour la recherche des conditions de couplage optimum dans le mélange.

La figure 6b réunit les résultats de la comparaison entre les valeurs n_e et B au temps où la propagation apparaît avec le courbe théorique obtenue précédemment, pour un plasma formé de 50 % d'Hydrogène et 50 % de Deuterium.

Conformément aux calculs, il apparaît donc possible d'exciter l'onde rapide dans un plasma de deux espèces ioniques dans les conditions appropriées au chauffage collisionnel ion-ion $(\omega/\omega_{cH})_0 \sim 0.76$ $n_H, n_D \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$.

L'amplitude du champ électrique de l'onde mesurée à $z = 60$ cm du plan médian de la bobine d'excitation est de 12 Volt/cm au centre du plasma pour une tension R. F. de 6 Kvolt (crête) aux bornes de la bobine.

La figure 7 montre le profil radial typique de l'onde rapide dans un plasma d'Hydrogène-Deuterium mesuré à $z = 144$ cm du plan médian de la bobine, dans des conditions de faible atténuation. Les mesures d'atténuation seront traitées dans le chapitre suivant.

2.3.3. Ondes lentes

L'étude de la propagation de l'onde lente dans le plasma de Stator-B a été effectuée sur des plasmas d'Hydrogène et de Deuterium. Cette étude n'a pas été poursuivie dans le détail compte tenu des limitations théoriques concernant l'absorption cyclotronique dans le plasma de STATOR-B.

Lors de la présentation des résultats de l'intégration numérique de l'équation d'onde dans une configuration non-homogène à conducteur central, on avait conclu que la condition de propagation des modes lents était peu sensible au nombre d'onde radial, et faisait intervenir la valeur maximale de la densité sur le profil radial, et non pas la densité moyenne.

D'autre part, pour que l'on ait propagation, il est nécessaire que $\omega/\omega_{ci} < 1$ dans tout plasma, et donc, sur le bord extérieur de la configuration d'abord. En effet, c'est la valeur de ce rapport sur le bord extérieur du plasma qui détermine le couplage de mode. Pour la configuration théorique, $\omega/\omega_{ci} = 1$ sur le bord correspond à $\omega/\omega_{ci} = 0.775$ à $r = r_0$, et on a propagation uniquement pour $(\omega/\omega_{ci})_0 < 0.775$.

On a donc été amené à tracer les courbes théoriques pour l'onde lente en termes de $(\omega/\omega_{CH})_{\text{bord}} = 1.29 (\omega/\omega_{CH})_0$, et à considérer d'autre part la densité maximale sur le profil au moment où la propagation est observée.

Or, le profil radial de densité au cours du temps, est mal connu, et son évolution est compliquée par la réinjection, qui devrait surtout affecter le versant extérieur du plasma.

Expérimentalement, quand la propagation a lieu pendant les premières 100 μs environ après l'amorçage, les points expérimentaux $3.4 \langle n \rangle$, $(\omega/\omega_{CH})_{\text{bord}}$ sont en accord satisfaisant avec les courbes théoriques.

Quand la propagation a lieu entre cette période et le maximum du champ toroïdal, les conditions de propagation observées sont compatibles avec les courbes théoriques à condition seulement d'admettre que la valeur de la densité maximale évolue peu après les premières 100 μs , correspondant à la ionisation du gaz introduit. La réinjection contribuerait donc à l'élargissement du profil et à l'augmentation de la densité moyenne au-dessus de la valeur de remplissage, mais pas à l'augmentation de la valeur maximale. Cette interprétation n'est pas en contradiction avec les résultats obtenus pour les ondes rapides, pour lesquelles seule la densité moyenne est déterminante pour la propagation. Les points expérimentaux obtenus sont limités à $(\omega/\omega_{CH})_0 \lesssim 0.5$ car la densité au centre de la configuration ne peut être abaissée en dessous de $6.10^{13} \text{ cm}^{-3}$, ainsi qu'indiqué précédemment.

3. EXPERIENCE D'ABSORPTION

Ayant vérifié la validité du modèle utilisé pour le plasma de STATOR-B, il reste à démontrer l'effet de dissipation collisionnelle aux environs de la fréquence hybride ion-ion dans un plasma de deux espèces ioniques.

La valeur faible du temps de confinement de l'énergie dans le dispositif expérimental ne permet pas d'espérer d'observer un échauffement important du plasma, ni un effet macroscopique tel qu'une augmentation de conductivité.

L'amortissement de l'onde peut cependant être mis en évidence par la mesure de deux effets : l'atténuation de l'onde en dehors de la bobine en fonction de la distance de cette dernière, et la puissance débitée par l'oscillateur.

3. 1. Absorption de puissance : récapitulation

Nous rappellerons d'abord les résultats obtenus précédemment pour l'absorption collisionnelle par les ions dans une configuration cylindrique à conducteur central de mêmes dimensions transverses que STATOR-B :

- l'absorption locale d'énergie, pour un champ électrique unitaire, est proportionnelle au carré de la densité et à la puissance $- 3/2$ de la température ionique

- la dissipation est d'autant moins efficace que le champ de confinement B_0 est élevé $W \propto B_0^{-2}$

- l'absorption a lieu pour des fréquences à l'intérieur de la bande délimitée par les fréquences cyclotroniques des deux espèces ioniques. Pour un mélange $H_2 - D_2$: $0.5 < \omega / \omega_{cH} < 1$.

- Dans une configuration à conducteur central l'inhomogénéité radiale de champ magnétique réduit l'épaisseur de la couche chauffée à une fraction de l'épaisseur du plasma.

La figure 5, (chapitre 2, IIe partie), montre le profil d'échauffement des ions calculé dans un cas typique à 100 eV et 100 V/cm : avec une densité uniforme l'échauffement est maximal au rayon pour lequel $\omega / \omega_{cH} \sim 0.76$. L'échauffement moyen sur toute l'épaisseur du plasma est dans ce cas de l'ordre de 10 % de l'échauffement à l'endroit où il est maximal, en raison du rapport entre le volume intéressé par l'absorption et le volume total du plasma.

3.2. Influence de $(\omega/\omega_{CH})_0$ sur l'absorption

Considérons maintenant l'effet de la distribution radiale de densité. Le profil considéré dans le calcul numérique est proche du profil dans les conditions de confinement maximal et donné par la fonction

$$n = n_0 \left[1 - 1.05 \left(1 - \exp \frac{4}{\pi r_0} (r_0 - r)^2 \right) \right]$$

Le niveau unitaire moyen d'absorption dépend d'une part de la position relative du profil de densité et de la couche d'absorption. D'autre part, la densité maximale n_0 varie en fonction de $(\omega/\omega_{CH})_0$ selon la courbe de propagation obtenue précédemment, soit en première approximation et pour ω donné

$$n_0 \propto (\omega/\omega_{CH})_0^{-2} \propto B_0^2$$

Pour les paramètres d'excitation considérés ($k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ $m = 2$) la densité de propagation n_0 augmente de $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ à $2 \times 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ quand ω/ω_{CH} est varié de 1 à 0.6.

On rappellera aussi que dans la configuration magnétique considérée ($B_z = B_0$ à r_0) le rapport $\omega/\omega_{CH} \propto 1/B_0$ augmente de l'axe torique vers l'extérieur, de $\sim 25 \%$ du bord intérieur à r_0 , et de 15% de r_0 à la paroi quand $r_0 = 4.5 \text{ cm}$.

Imaginons donc de nous placer dans une condition de propagation telle que la couche d'absorption $\omega/\omega_{CH} \sim 0.76$ soit placée au bord interne du plasma. On aura au centre

$$\left(\frac{\omega}{\omega_{CH}} \right)_0 = \frac{0.76}{0.80} = 0.95$$

Dans ces conditions :

- . la densité n_0 de propagation est faible,
- . la couche d'absorption est placée à un rayon r_a où la densité relative est faible, $r_a < r_0$
- . le volume intéressé par l'absorption est faible, $\propto r_a \Delta r$ avec l'épaisseur Δr de la couche d'absorption affaibli par l'inhomogénéité forte près du conducteur central.
- . pour $(\omega/\omega_{CH})_0 \sim 0.9$ on s'attend donc à une puissance unitaire absorbée faible.

Si la couche d'absorption est placée à $r_a = r_0$, soit $(\omega/\omega_{CH})_0 = 0.76$:

- . la densité de propagation est plus grande que dans le cas précédent,

- . la couche d'absorption est placée au rayon où la densité relative est 1,
- . le volume intéressé est plus grand, car r_a est plus grand et Δr plus large, le champ magnétique étant plus homogène en s'écartant de l'axe torique.

Dans le cas, donc, où $(\omega/\omega_{CH})_0 = 0.76$ l'absorption unitaire devrait être considérablement plus forte et le débit de l'oscillateur plus intense.

Si la couche d'absorption est placée à $r_a > r_0$, soit : $(\omega/\omega_{CH})_0 < 0.76$:

- . la densité de propagation n_0 est plus grande que dans le cas précédent,
- . la densité relative à l'endroit où la couche d'absorption est placée est plus faible que dans le cas précédent.

Ces deux effets ont tendance à se compenser mutuellement pour $(\omega/\omega_{CH})_0 \lesssim 0.76$ mais voisin de celui-ci (0.7).

- . le volume intéressé par l'absorption augmente car r_a augmente et l'étendue radiale Δr de la couche d'absorption augmente.

Pour $(\omega/\omega_{CH})_0 < 0.76$ mais voisin de cette valeur, on s'attend donc à ce que l'absorption unitaire reste sensiblement constante.

Finalement, si la couche d'absorption est placée au bord extérieur du plasma $r_a \sim 2 r_0$ soit $(\omega/\omega_{CH})_0 \sim 0.6$; l'effet d'absorption devrait diminuer jusqu'à disparaître quand $r_a > 2 r_0$.

On peut donc conclure d'une manière qualitative que dans une configuration cylindrique à conducteur central avec le centre du plasma placé à $r_0 = 4.5$ cm l'effet d'absorption maximal dans un plasma H - D devrait être obtenu pour $(\omega/\omega_{CH})_0 \sim 0.7$ à 0.75 ; il devrait diminuer si l'on s'écarte de ces valeurs et disparaître pour $(\omega/\omega_{CH})_0 > 0.95$ et $(\omega/\omega_{CH})_0 < 0.5$.

3.3. Longueur d'atténuation

Les conséquences qualitatives des considérations précédentes sur la longueur d'atténuation de l'onde rapide dans le plasma à l'extérieur de la bobine d'excitation sont évidentes. La longueur d'atténuation d'une onde propagative sera d'autant plus grande que l'absorption intégrée sur l'épaisseur du plasma est faible, et l'on peut s'attendre à

une dépendance, des différents paramètres définissant le plasma, opposée à celle déduite pour le niveau d'absorption.

3.3.1. Définitions

La longueur d'atténuation dans une direction i donnée est définie en termes de la composante P_i du vecteur de Poynting P dans cette direction et de sa dérivée par rapport à la coordonnée correspondante X_i

$$\lambda_i = -2 \frac{P_i}{dP_i/dx_i}$$

soit deux fois la longueur caractéristique de variation de la puissance transportée par l'onde. / 7 /

En coordonnées cartésiennes, l'expression de la composante selon z du vecteur de Poynting est donnée par :

$$P_z = \frac{ic^2}{16\pi\omega} \left\{ E_x \frac{\partial E_x^*}{\partial z} + E_y \frac{\partial E_y^*}{\partial z} - E_x \frac{\partial E_z^*}{\partial x} - E_y \frac{\partial E_z^*}{\partial y} - \text{compl. conj.} \right\}$$

En symétrie cylindrique ($\partial/\partial X = 0$) avec z comme axe, et si le champ axial $E_z = 0$, on obtient

$$P_z = \frac{ic^2}{16\pi\omega} \left\{ \left(E_x \frac{\partial E_x^*}{\partial z} - E_x^* \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) + \left(E_y \frac{\partial E_y^*}{\partial z} - E_y^* \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) \right\} = -\frac{c^2}{8\pi\omega} k |E_\perp|^2$$

Avec $E(z) = E_0 e^{ikz}$ et $E_\perp = (E_x^2 + E_y^2)^{1/2}$, où l'onde se propage le long de l'axe z et il n'y a pas d'apport d'énergie e. m; dans les autres directions.

De même, utilisant les composantes X, Y de l'équation d'onde

$$\vec{K} \times \vec{K} \times \vec{E} + \frac{\omega}{c^2} \vec{K} \cdot \vec{E} = 0$$

avec $\vec{K}$ le tenseur diélectrique et en multipliant par $\vec{E}^*$ et sa complexe conjuguée par $\vec{E}$ on obtient facilement

$$\frac{dP_z}{dz} = -W = + \frac{i\omega}{16\pi} \left(\vec{E}_\perp^* \cdot \vec{K} \cdot \vec{E}_\perp - \vec{E}_\perp \cdot \vec{K}^* \cdot \vec{E}_\perp^* \right)$$

où W est la puissance absorbée par unité de volume.

Après quelques manipulations on peut écrire aussi :

$$\frac{dP_z}{dz} = -W = \left\{ \gamma^+ |E^+|^2 + \gamma^- |E^-|^2 \right\} \quad (E_z = 0)$$

avec la même signification des symboles que dans le chapitre 1, IIe partie de cet ouvrage :

Pour une onde guidée le long de Z subissant une dissipation W dépendant de Y uniquement, on peut encore définir une longueur d'atténuation de l'onde selon Z dans le cas où la vitesse de groupe selon Y est bien supérieure à la vitesse de groupe selon Z , de façon à ce que le profil de champ électrique $E(y)$ ne subisse pas de déformations à cause de la variation de W avec y . Dans ce cas, on écrit donc, si S est la section du guide d'onde :

$$\lambda_I \sim 2 \frac{\int_S P_z ds}{\int_S W ds}$$

3.3.2. Forme explicite, collisions ion-ion

On peut écrire, en coordonnées cylindriques :

$$\int_S P_z ds = \frac{c^2 k}{8\pi\omega} 2\pi \int_0^R r |E_\perp|^2 dr = \frac{c^2 k \pi R^2}{8\pi\omega} \langle |E_\perp|^2 \rangle$$

où k est la partie réelle du nombre d'onde axial R est le rayon de la section à travers laquelle l'énergie est transportée,

$$\langle |E_\perp|^2 \rangle = \frac{2}{R^2} \int_0^R |E_\perp|^2 r dr$$

La puissance dissipée par unité de volume par collisions ion-ion, est donnée par :

$$W_{coll} \approx \frac{c^2 G}{8\pi} \frac{\omega_{p1}^2 \omega_{p2}^2}{\omega_{c1} \omega_{c2}} \left[\frac{\omega (\omega_{c1} - \omega_{c2})}{(\omega - \omega_{c1})(\omega - \omega_{c2})} \right]^2 \frac{|E^-|^2}{|E|^2} \frac{|E|^2}{\langle |E|^2 \rangle} \langle |E|^2 \rangle$$

ainsi que trouvé précédemment. La quantité $G \propto T_i^{-3/2}$ contient l'effet de température correspondant aux collisions. Le rapport $|E^-|^2 / |E|^2$ contient l'effet de polarisation de l'onde :

$$\frac{|E^-|^2}{|E|^2} = \frac{1}{2} \frac{(k_{||} + \alpha - \beta)^2 + (\gamma - \delta)^2}{(k_{||} + \alpha)^2 + \beta^2 + \gamma^2 + \delta^2}$$

avec $\alpha, \beta, \gamma, \delta$ donnés précédemment.

On a donc :

$$\lambda_I^{-1} = \frac{\omega}{k\pi R^2} \int_{r_1}^{r_2} r dr \frac{G \omega_{p1}^2 \omega_{p2}^2}{\omega_{c1} \omega_{c2}} \frac{\omega (\omega_{c1} - \omega_{c2})}{(\omega - \omega_{c1})(\omega - \omega_{c2})} \frac{|E^-|^2}{|E|^2} \frac{|E|^2}{\langle |E|^2 \rangle}$$

avec r_1 et r_2 les rayons où la densité s'annule. Dans cette intégrale, les

les variations radiales de $C \propto T^{-3/2}$ et $|E|^2 / \langle |E|^2 \rangle$ tendent à se compenser, la température et la valeur du champ électrique décroissant sur les bords du plasma.

3.3.3. Forme approchée, configuration hard-core cylindrique

En première approximation,

$$\lambda_I^{-1} \sim \frac{1}{2} \frac{c^2}{\omega k} \frac{c^2 \bar{G}}{\pi R^2} \int_{r_1}^{r_2} r dr \frac{\omega_{p1}^2 \omega_{p2}^2}{c^4} \left\{ \frac{\omega^2}{\omega_{c1} \omega_{c2}} \left[\frac{\frac{\omega_{c1}}{\omega} - \frac{\omega_{c2}}{\omega}}{\frac{\omega - \omega_{c1}}{\omega} \frac{\omega - \omega_{c2}}{\omega}} \right]^2 \frac{|E|^{-2}}{|E|^2} \right\}$$

où $\bar{G}$ correspond à une certaine température moyenne du plasma, comprise entre la température au centre et celle au bord.

- Le produit $(\omega_{p1} \omega_{p2})^2 / C^4$ dans l'intégrale est proportionnel au produit des densités ioniques $n_1 n_2 = n_i^2$ dans un mélange à 50 %. Le profil radial de ce produit est donc de la forme

$$n^2 = n_0^2 \left\{ 1 - 1.05 \left[1 - \exp - \frac{4}{X} (X-1)^2 \right] \right\}$$

avec n_0 la valeur de la densité au centre du plasma, $r = r_0$; $X = r/r_0$.

- La fonction $\left\{ \right\}$ dans l'intégral est peu influencée par la valeur de la densité et détermine l'étendue radiale de la couche d'absorption. Pour $k \approx 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$ et $n \approx 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, elle atteint la mi-hauteur pour $\omega/\omega_{cH} = 0.72$ et $\omega/\omega_{cH} = 0.8$ et sa valeur maximale pour $0.76 = \omega/\omega_{cH}$ (figure 4, chapitre 2, II° partie).

En schématisant la couche d'absorption par un triangle dont la largeur à mi-hauteur est comprise entre $\omega/\omega_{cH} = 0.72$ et $\omega/\omega_{cH} = 0.8$, et en remplaçant celui-ci par un rectangle de même largeur et de même hauteur, on peut évaluer l'intégral ci-dessous et on obtient :

$$\lambda_I^{-1} \sim \frac{1}{2} \frac{c^4 G}{\omega k} \frac{r_2^2 - r_1^2}{R^2} \left[\frac{\omega_{p1}^2 \omega_{p2}^2}{c^4} \frac{\omega^2}{\omega_{c1} \omega_{c2}} \frac{\left(\frac{\omega_{c1}}{\omega} - \frac{\omega_{c2}}{\omega} \right)}{\left(1 - \frac{\omega_{c1}}{\omega} \right) \left(1 - \frac{\omega_{c2}}{\omega} \right)} \frac{|E|^{-2}}{|E|^2} \right]_{r_a}$$

où r_a est le rayon pour lequel $\omega/\omega_{cH} = 0.76$, r_1 est le rayon pour lequel $\omega/\omega_{cH} = 0.72$ et r_2 le rayon pour lequel $\omega/\omega_{cH} = 0.80$.

Pour $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ et un mélange de 50 % de Deuterium et 50 % d'Hydrogène, on obtient pour la longueur d'atténuation axiale de l'onde rapide "en deux espèces", dans une configuration cylindrique

$$\lambda_I \sim 2.4 \cdot 10^9 (T_i \omega S_0) \frac{1}{n'_H n'_D S} \text{ cm.}$$

où T_i est une certaine température moyenne ionique, en électrovolt, $\omega = 2\pi\gamma$, $S_0 = \pi R^2$ avec R le rayon de l'écran métallique extérieur, $n'_H = n'_D$ (cm^{-3}) est la densité au rayon r_a où $\omega/\omega_{cH} = 0.76$, $S = \pi(\kappa_2^2 - \kappa_1^2)$ est la section du plasma comprise entre le rayon r_1 où $\omega/\omega_{cH} = 0.72$ et le rayon r_2 où $\omega/\omega_{cH} = 0.8$.

- La valeur n_0 de la densité au centre r_0 du plasma est donnée par la courbe d'excitation des modes propres rapides dans une configuration à conducteur central, dans ce mélange, pour la valeur de (ω/ω_{cH}) choisie.

- La variation radiale de champ magnétique est celle, $B/B_0 = [1 + (\kappa_0/\kappa)^2]^{1/2}$ utilisée dans le calcul numérique des courbes de propagation. Si $\omega/\omega_{cH} = "a"$ à $r = r_0$, le rayon r pour lequel $\omega/\omega_{cH} = "b"$ est donné par

$$\kappa = \kappa_0 \left[\frac{2a^2}{b^2} - 1 \right]^{-1/2}$$

En particulier, les rayons pour lesquels $\omega/\omega_{cH} = 0.72$ et $\omega/\omega_{cH} = 0.8$ respectivement sont donnés par

$$r_1 = r_0 \left[3.86 (\omega/\omega_{cH})_0^2 - 1 \right]^{-1/2}$$

$$r_2 = r_0 \left[3.13 (\omega/\omega_{cH})_0^2 - 1 \right]^{-1/2}$$

La valeur minimale de la longueur d'atténuation obtenue par ce calcul pour une onde rapide avec $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$, dans un plasma de 50 % H, 50 % D est obtenue pour $(\omega/\omega_{cH})_0 \sim 0.65$ à 0.70 . On a pour $S_0 = 7 \cdot 10^2 \text{ cm}^2$, $\omega = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$; $r_0 \sim 4 \text{ cm}$:

$$\lambda_I(0.65) \approx 84 \cdot 10^{-2} T_i^{3/2} (\text{cm})$$

avec T_i en electronvolt. Cette valeur correspond à un rapport E_1/E_2 mesuré aux deux stations extérieures à la bobine d'excitation ($Z = 60 \text{ cm}$, $\theta = 180^\circ$; $Z = 144 \text{ cm}$, $\theta = 160^\circ$) de l'ordre de

$$\left(\frac{E_1}{E_2} \right)_m \sim \frac{1}{0.75} \exp \left(\frac{21}{T_i} \right)^{3/2}$$

soit une atténuation réelle de l'amplitude de l'ordre d'un facteur 3 pour $T_i \sim 20 \text{ eV}$, à $(\omega/\omega_{cH})_0 \sim 0.65$ à 0.7 . On peut conclure que l'effet d'atténuation de l'onde rapide dans un plasma de deux espèces ioniques H - D, à l'extérieur de la bobine d'excitation doit être aisément mesurable dans STATOR-B.

3.3.4. Dépendance $\lambda_i(\omega/\omega_{cH})_0$, configuration Hard-core cylindrique

L'effet le plus important, dont on n'a pas tenu compte ci-dessus, est celui dû à la densité.

a) La couche où $|E^-| > |E^+|$ est limitée par les conditions $n^2 = S$ et $D = 0$. Pour un mélange 50 % H, 50 % D, la largeur de cette couche tend vers $\Delta(\omega/\omega_{cH}) = 0.083$ pour $X \rightarrow \infty$ (Fortes densités, $k_{||}$ petit), et aux faibles densités est nulle pour $X = 1.21$ (Fig. 8).

Dans STATOR-B, pour $(\omega/\omega_{cH})_0 \lesssim 0.75$, la couche où $|E^-| > |E^+|$ se trouve sur le versant extérieur du plasma (fig. 9). En diminuant $(\omega/\omega_{cH})_0$, la condition $X = 1.21$ est éventuellement réalisée : ceci a lieu pour $(\omega/\omega_{cH})_0 \sim 0.63$. Dans ces conditions, l'épaisseur de la couche $|E^-| > |E^+|$ est nul. Pour $(\omega/\omega_{cH})_0 < 0.63$, l'effet de polarisation est négligeable.

La figure 10 montre le résultat de l'intégration numérique de l'expression de $\lambda_i(\omega/\omega_{cH})_0$ dans la configuration théorique de STATOR-B, supposant constants la température et le champ électrique, $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$, $z_0 = 4 \text{ cm}$, $S_0 = 7.10^2 \text{ cm}^2$, $\omega = 5.10^7 \text{ s}^{-1}$, pour un plasma 50 % H, 50 % D à $T_i = 20 \text{ eV}$.

b) La valeur $k_{\perp b}$ de $k_{\perp}$ au branchement ($\Delta = 0$) diverge aux fortes densités ($-D_0^2/P_0 = n_{||}^2$) et est nulle pour $X_1 = 1.21$ (Figure 15). Dans STATOR-B, pour $(\omega/\omega_{cH})_0 > 0.7$, $k_{\perp b} \gg \langle k_{\perp} \rangle \sim \pi/R$. Toutefois, quand on approche la condition $X_1 = 1.21$ sur le bord extérieur du plasma, $k_{\perp b}$ devient éventuellement comparable à π/R , et l'excitation dans le plasma d'une onde résonnante à $S = 0$ devient possible. L'effet d'absorption dû à ce phénomène n'est pas calculable par le modèle utilisé, mais devrait apparaître dans STATOR-B pour $(\omega/\omega_{cH})_0 \lesssim 0.65$, jusqu'à quand la couche $S = 0$ sort de la configuration, $(\omega/\omega_{cH})_0 \approx 0.5$.

3.3.5. Conclusions

Les considérations présentées dans l'introduction se trouvent quantifiées dans la courbe $\lambda_i'(\omega/\omega_{cH})_0$ de la figure 10. En accord avec ces considérations, la longueur d'atténuation de l'onde rapide dans un plasma H - D isotherme, pour $m = 2$ et $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$ dans une configuration cylindrique à conducteur central, sera minimale pour $(\omega/\omega_{cH})_0 \sim 0.65$ à 0.75 , elle augmentera si l'on s'écarte de ces valeurs pour devenir "infinie" pour $(\omega/\omega_{cH})_0 > 0.95$ et $(\omega/\omega_{cH})_0 < 0.5$ en l'absence d'autres phénomènes dissipatifs naturellement.

Dans une configuration expérimentale telle que STATOR-B on peut démontrer que l'effet de la courbure ($R \sim 60$ cm) sera de relever l'aile droite ($\Omega_0 > 0.7$) de la courbe $\lambda_z^{-1}(\Omega_0)$ et baisser l'aile gauche ($\Omega_0 < 0.7$), en laissant le maximum sensiblement inchangé. Par ailleurs, l'effet du plasma froid sur le versant plasma du côté de la paroi tendra à relever l'aile gauche ($\Omega_0 < 0.7$) de la courbe. On aboutit ainsi à une courbe λ_z^{-1} expérimentale plus élargie en Ω_0 que la courbe théorique; ces effets seront discutés lors de la présentation des résultats expérimentaux.

3.4. Résultats expérimentaux

3.4.1. Résultats expérimentaux : Atténuation de l'onde

Une diminution de l'amplitude de l'onde en fonction de la distance par rapport à sa source d'émission peut être due, soit à un amortissement, soit au caractère évanescent de l'onde, si les conditions expérimentales correspondant aux conditions de propagation, ne sont pas exactement remplies.

La distinction entre ces deux effets a pu être faite en comparant le comportement de l'onde rapide dans le Deuterium pur et dans le mélange $H_2 + D_2$. Pour être certains d'obtenir les conditions de propagation dans le mélange, on a utilisé les réglages des paramètres machine correspondant aux conditions de couplage optimum dans un plasma de Deuterium, à $\nu = 7.1$ Mhz, et changé la fréquence à $\nu \approx 8$ Mhz pour obtenir le réglage de base correspondant à la propagation dans le mélange.

Ainsi que l'on a vu précédemment, dans le cas du Deuterium pur, la mesure simultanée de l'amplitude de l'onde aux postes extérieurs à la bobine d'excitation ($z = 60, \theta = 180^\circ$)₁, ($z = 144, \theta = 160^\circ$)₂; a permis de montrer qu'il est possible de trouver des conditions expérimentales correspondant à une atténuation négligeable de l'onde pour toute valeur de $(\omega/\omega_{cH})_0$ dans la gamme étudiée $0.5 < (\omega/\omega_{cH})_0 < 1.5$. Ces conditions correspondent à celles définies par les courbes de propagation calculées.

Dans le cas du mélange (50 % H, 50 % D) des mesures identiques montrent qu'il n'est possible d'obtenir une onde propagative non atténuée que pour des valeurs de $(\omega/\omega_{cH})_0 > 0.85$. Pour $(\omega/\omega_{cH})_0 < 0.85$, le rapport entre les amplitudes mesurées du champ électrique $(E_2/E_1)_m$ est toujours au moins deux à trois fois plus faible que dans les expériences équivalentes utilisant le Deuterium pur (figure 11).

La figure 12 / 8 / donne les valeurs mesurées du rapport d'atténuation E_2/E_1 dans un plasma constitué de 50 % H et 50 % D pour

$\nu = 8.25$ Mhz dans les conditions de couplage optimal en fonction du rapport $(\omega/\omega_{cH})_0$ entre $(\omega/\omega_{cH})_0 = 0.5$ et 1.2 . Pour comparaison, quelques résultats de la même mesure dans un plasma de Deuterium avec $\nu = 7.1$ Mhz et $\nu = 5.5$ Mhz sont aussi donnés.

En ce qui concerne le Deuterium, comme on a vu précédemment, le rapport d'atténuation mesure $(E_2/E_1)_m > 0.6$ dans toute la bande étudiée indiquant l'établissement d'une onde stationnaire le long de la coordonnée toroïdale de la machine.

Dans le mélange H - D, le rapport d'atténuation mesuré $(E_2/E_1)_m$ atteint 0.6 pour $(\omega/\omega_{cH})_0 > 0.85$ indiquant l'établissement d'une onde stationnaire.

A l'intérieur de la bande $0.45 < (\omega/\omega_{cH})_0 < 0.85$, le rapport $(E_2/E_1)_m < 0.6$ indiquant une onde atténuée, et atteint un minimum entre $(\omega/\omega_{cH})_0 = 0.6$ et 0.7 , où il acquit une valeur

$$(E_2/E_1)_{\min} \simeq 0.16 \text{ à } 0.20$$

Ainsi qu'indiqué précédemment, les ondes sont excitées à un temps proche du temps d'occurrence du maximum de densité, qui a lieu peu avant l'occurrence du maximum du champ toroïdal. Dans cette phase, le courant ohmique est décroissant, et faible : la température électronique déduite de la mesure de la résistivité classique est comprise entre 10 et 20 eV dans la plupart des cas analysés, et le calcul indique que la température ionique est proche de la température électronique.

La figure 13 réunit les valeurs expérimentales de la longueur d'atténuation, donnée par :

$$\lambda_{exp} = 84 \left[\log \left(\frac{E_1}{E_2} \right)_m - 0.285 \right]^{-1} (\text{cm})$$

expression qui tient compte de l'effet d'onde stationnaire en θ . Pour comparaison, on a aussi tracé sur cette figure la fonction $\lambda_x^{-1}(\Omega_{oH})$ calculée numériquement, pour $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$, $r_o = 4 \text{ cm}$, dans le cas d'un plasma H-D isotherme à $T_i = 20 \text{ eV}$ et en géométrie cylindrique. On rappellera que $\lambda_x^{-1}(\Omega_{oH})$ est proportionnel à $T_i^{-3/2}$ et au carré du nombre de particules intéressé par la dissipation collisionnelle.

Dans la configuration magnétique de STATOR-B, on peut démontrer que l'effet de la courbure torique ($R \sim 60 \text{ cm}$) est de réduire le nombre de particules confinées entre deux surfaces à $|B|$ constant pour $\Omega_{oH} < 0.7$ et d'augmenter ce nombre pour $\Omega_{oH} > 0.7$. Par conséquent, à température uniforme l'effet de courbure torique sera de relever l'aile droite de la courbe λ_x^{-1} et de baisser l'aile gauche, tout en laissant le maximum sensiblement inchangé. Compte tenu des résultats expérimentaux pour $\Omega_{oH} > 0.7$ on peut démontrer par le calcul que cet effet conduit à

un meilleur accord avec la théorie pour $\Omega_{oH} > 0.7$ supposant la température du plasma égale à 20 ev (plasma entre $r_o = 4$ cm et le conducteur central).

L'effet de courbure torique conduit, par ailleurs à un moins bon accord avec la théorie pour $\Omega_{oH} < 0.7$.

Les résultats pour $\Omega_{oH} \lesssim 0.65$ ne peuvent pas être justifiés par des considérations de courbure ni de gradient thermique.

Les fortes densités qu'il est nécessaire d'atteindre pour remplir les conditions théoriques de propagation dans ces conditions peuvent en partie expliquer l'atténuation observée, en particulier pour $(\omega/\omega_{cH})_o < 0.5$.

L'absorption de puissance observée entre $\Omega_{oH} = 0.5$ et 0.65 est toutefois supérieure de presque un facteur 2 à celle observée dans les mêmes conditions avec un plasma d'une seule espèce ionique.

Nous sommes donc amenés à interpréter ces résultats comme dûs à l'effet résonnant à $S = 0$.

En effet pour $\Omega_{oH} \sim 0.63$ la branche résonnante à $S = 0$ est "attaquée" à très faible $k_{\perp}$ dans une zone à faible gradient est l'acheminement d'énergie e. m. le long de cette branche vers les conditions résonnantes à $S = 0$ est possible.

La prévision exacte de l'importance relative et globale de l'absorption liée à la polarisation à $n_{\parallel}^2 = S - D$, et de celle liée au phénomène résonnant demanderait l'intégration de l'équation d'onde dans la configuration de STATOR-B, avec inertie finie des électrons. Ce problème n'est pas résolu à l'heure actuelle.

On peut, toutefois, conclure que l'absorption observée pour $\Omega_{oH} \gtrsim 0.7$ est attribuable à l'effet de polarisation couplé avec les collisions coulombiennes ion-ion, l'inhomogénéité du versant intérieur du plasma et la valeur grande de $k_{\perp}$ au branchement ne permettant pas l'accès à la résonance à $S = 0$.

Pour $0.7 > \Omega_{oH} \gtrsim 0.5$ la résonance devient accessible et son effet doit être maximal, justement, dans les conditions où l'effet de polarisation disparaît ($\Omega_{oH} \sim 0.63$). L'absorption observée, dans STATOR-B, dans ces conditions, est attribuée à l'effet résonnant.

3.4.2. Résultats expérimentaux : Puissance absorbée

L'intérêt du mécanisme d'absorption collisionnelle dans un plasma de deux espèces ioniques était conditionné par la possibilité d'obtenir dans le plasma des champs électriques suffisamment élevés, dans les conditions appropriées au chauffage par ce mécanisme.

On a présenté, ci-dessus, les éléments expérimentaux qui nous permettent de conclure, d'une part qu'il est possible d'exciter des modes propres de la colonne du plasma dans les conditions adaptées au chauffage par ce mécanisme, et d'autre part, que le mécanisme considéré existe et que son intensité est correctement prévue par la théorie.

Il est donc intéressant maintenant de mesurer la puissance effectivement absorbée par le plasma de STATOR-B par ce mécanisme, dans les conditions de résonance de mode.

La figure 14 montre la puissance active débitée à $\nu = 8.25$ Mhz par l'oscillateur, par (Kilovolt)² aux bornes de la bobine d'excitation, en fonction de $(\omega/\omega_{UH})_0$, dans les conditions d'excitation des modes propres de la colonne de plasma. Les mesures ont été exécutées avec une tension R.F. de l'ordre de 10 Kilovolt.

Ainsi qu'indiqué précédemment, la mesure de la puissance est obtenue à partir des enregistrements de V_{RF} , I_{RF} et de la somme vectorielle $I + V$, à l'aide d'une construction géométrique. De la puissance totale ainsi obtenue, on a retiré la puissance mesurée en absence de plasma correspondant au facteur de mérite fini de l'antenne inductrice avec sa charge résistive (environ 1.6 à 1.9 Kwatts/(Kilovolt)²).

Dans la plage $0.7 < (\omega/\omega_{UH})_0 < 0.9$, la puissance unitaire absorbée par le plasma est comprise entre 2.5 et 4.5 Kilowatts/(KV)².

Pour $(\omega/\omega_{UH})_0 > 0.9$ la puissance diminue mais reste finie, de 1.0 à 1.5 Kw/(KV)², probablement en raison de dissipation parasite sur les bords du plasma. La puissance attribuable à l'effet collisionnel ion-ion est donc de l'ordre de 1 à 3 Kilowatts/(KV)².

Pour une valeur donnée de ω/ω_{UH} à r_0 , la variation de puissance d'une expérience à l'autre est imputable aux effets suivants :

- . variation de température
- . variation de la position du maximum de densité
- . variation du rapport $\langle n \rangle / n_0$ du profil expérimental de densité.
- . variation du couplage entre bobine et plasma, qui détermine l'amplitude du champ électrique obtenu sous la bobine pour une tension donnée.

Les trois premiers effets influencent aussi la valeur expérimentale de la longueur d'atténuation. Le dernier effet, d'autre part, influence uniquement l'amplitude de l'onde dans le plasma et donc la puissance dissipée, proportionnelle à l'intégrale de $(E)^2$ dans l'espace.

C'est à cet effet qu'est imputable le glissement du maximum de la courbe de puissance ($\omega/\omega_{CH} \sim 0.8$) par rapport à celui de la courbe d'atténuation ($\omega/\omega_{CH} \sim 0.7$), plutôt qu'à l'effet de charge du plasma sur le circuit inducteur, car la puissance est normalisée à la tension aux bornes de ce dernier.

En effet, l'amplitude mesurée de l'onde sous la bobine d'excitation varie d'une expérience à l'autre, et la renormalisation des puissances unitaires mesurées à l'amplitude maximale de l'onde mesurée sous la bobine réétablit une courbe de puissance avec le maximum à $\omega/\omega_{CH} \sim 0.7$.

En particulier, pour des tensions comparables aux bornes de la bobine, le champ électrique sous la bobine pour $(\omega/\omega_{CH})_0 \sim 0.7$ est 1.5 à 2 fois plus petit que pour $(\omega/\omega_{CH})_0 \sim 0.8$, condition pour laquelle la puissance atteint 4 Kwatt/(Kvolt)².

Dans les mêmes conditions de couplage, la puissance à $(\omega/\omega_{CH})_0 \sim 0.7$ devrait dépasser 10 Kwatt/(Kvolt)² environ, à la même température (~ 20 ev).

Pour une tension efficace de 30 kilovolt, aux bornes de la bobine, la puissance dissipée à $(\omega/\omega_{CH})_0 = 0.7$ dépasserait donc 10 Megawatts, à 20 ev. A 100 ev, la puissance serait encore supérieure à 1 Mégawatt.

A ce niveau, la puissance moyenne sur le volume du plasma (~ 150 litres) serait de l'ordre de 6 watts/cm³, et l'échauffement moyen par particule ($\langle n \rangle \sim 10^{14}$ cm⁻³) serait de l'ordre de 0.4 ev/ μ s.

- Il est théoriquement possible d'obtenir le couplage voulu en agissant sur les temps de montée des champs de confinement, leur amplitude relative, et déphasage, et sur la préionisation. Cela d'autant plus si les effets de courbure peuvent être compensés. Nous n'avons pas poursuivi la recherche de ces conditions, le but du programme n'étant pas axé sur les performances.

- L'augmentation de la tension aux bornes de la bobine d'excitation peut, de sa part, entraîner la formation d'un important plasma parasite proche de la surface intérieure de la chambre, dans la mesure où l'écran électrostatique laisse apparaître une composante du champ électromagnétique parallèle au champ de confinement. Aux fortes tensions, des décharges capacitatives intenses peuvent se former, provoquant le

blindage du plasma intérieur et le dégagement d'impuretés des parois céramiques. Ce phénomène est plus difficile à éliminer que dans une configuration à champ magnétique uniforme, comme dans les parties droites du STELLARATOR / 9 /. Pour faire face à cette difficulté il est possible d'envisager des solutions éliminant complètement les parois céramiques avec l'introduction dans le vide de conducteurs R. F. de géométrie appropriée, le blindage de $E_{\parallel}$ étant obtenu à l'aide d'une coque métallique intérieure composée de lattes disposées "en persienne" perméable au champ transverse. Avec une telle solution le couplage entre bobine et plasma devrait aussi se trouver amélioré.

4. APPLICATION AUX TOKAMAKS

Il est intéressant d'évaluer l'intensité d'échauffement, par le mécanisme étudié, dans une configuration axisymétrique de performances démontrées, TOKAMAK / 9 /.

4. 1. Couche d'absorption

Ainsi qu'indiqué précédemment, on a pour la puissance dissipée par unité de volume par collisions ion-ion dans un plasma de deux espèces ioniques

$$W_{\text{coll}} = \frac{c^2 C}{8\pi} \frac{\omega_{p1}^2 \omega_{p2}^2}{\omega^2} F(\omega/\omega_{c1}) |E|^2$$

où la fonction $F(\omega/\omega_{c1})$ est peu influencée par la valeur de la densité et détermine l'étendue de la couche d'absorption. La variation de champ magnétique dans un TOKAMAK est du type

$$|B| \propto B_0 R_0/R$$

où R est la distance de l'axe de symétrie, et R_0 indique le rayon de l'axe torique.

Pour $k \leq 0.1 \text{ cm}^{-1}$ $m = 2$, $n \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ la fonction $F(\omega/\omega_{c1})$ atteint sa valeur maximale pour $\omega/\omega_{c1} \sim 0.76$ et la mi-hauteur pour $\omega/\omega_{c1} = 0.72$ et $\omega/\omega_{c1} = 0.80$, aux rayons donnés par :

$$R_1 = 0.72 R_0 (\omega_{c1}/\omega)_0$$

$$R_2 = 0.80 R_0 (\omega_{c1}/\omega)_0$$

où $(\omega/\omega_{c1})_0$ indique la valeur à $R = R_0$

Pour $(\omega/\omega_{c1})_0 = 0.76$ la couche d'absorption est une tranche cylindrique verticale centrée sur la colonne de plasma, et l'on obtient

$$R_1 = 0,947 R_0$$

$$R_2 = 1,050 R_0$$

$$\delta_{\text{coll}} = R_2 - R_1 \approx 0.1 R_0$$

Par ailleurs, la fonction $\{\omega_{p1} \omega_{p2} / \omega\}^2$ varie du haut en bas de la couche d'absorption, proportionnellement à $n_1 n_2$. Pour une variation triangulaire de densité sur le diamètre $2a$ de la décharge, la moyenne de n^2 sur le diamètre est égale à $n_0^2/3$, où n_0 est la densité sur l'axe torique.

4. 2. Puissance moyenne

La puissance moyenne absorbée par la colonne de plasma dans une configuration TOKAMAK par effet collisionnel dans un plasma composé d'Hydrogène et de Deuterium est donnée par :

$$\langle W_{\text{COLL}} \rangle \approx \frac{c^2 C}{8\pi} \frac{\omega_{PH}^2 \omega_{PD}^2}{\omega^2} F(0.76) \frac{N}{N_0} |E|^2$$

Pour une distribution de densité triangulaire sur le petit diamètre $2a$ de la décharge on obtient :

$$\frac{N}{N_0} = \frac{2a \Delta R}{\pi a^2} \frac{n_0/2}{n_0/3} \approx \frac{\Delta R}{a} \approx 0.1 \frac{R_0}{a}$$

où a est le rayon de la décharge, $N_0 dz$ est le nombre total de particules dans une tranche de la colonne de plasma d'épaisseur dz , et Ndz le nombre total de particules dans la partie de cette tranche coupée par la couche d'absorption. Pour $n_H = n_D \sim 10^{14} \text{ cm}^{-3}$, $k \sim 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$

$$F(0.76) \approx 50$$

et on obtient

$$\langle W_{\text{COLL}} \rangle \sim 1.3 \cdot 10^{-14} T_i^{-3/2} (\omega_{PH}^2 \omega_{PD}^2)_0 \omega_{CH}^{-2} \frac{R_0}{a} |E|^2$$

où les fréquences caractéristiques sont calculées sur l'axe torique et données par

$$\omega_{CH} = 0.96 \cdot 10^4 B_0$$

$$\omega_{PH}^2 = 1.70 \cdot 10^6 n_H$$

$$\omega_{PD}^2 = 0.85 \cdot 10^6 n_D$$

avec T_i en électron-volts, B en gauss, W en ($\text{erg. s}^{-1} \cdot \text{cm}^{-3}$), E en statvolt/cm, n en cm^{-3} .

On peut écrire :

$$\langle W_{\text{COLL}} \rangle \sim 2 \cdot 10^{-22} (n_H n_D)_0 T_i^{-3/2} B_0^{-2} \frac{R_0}{a} |E|^2$$

en watts/ cm^{-3} , avec E en volt/cm.

4. 3. Comparaison avec le chauffage ohmique

Le seul mécanisme éprouvé de chauffage dans les configurations TOKAMAK est à l'heure actuelle représenté par le chauffage ohmique, pourvu que le courant I dans la colonne de plasma ne dépasse pas le tiers environ de la limite de Kruskhal, donnée par le courant tel que

$$B_\theta / B_z \sim a / R_0$$

avec B_θ le champ magnétique engendré par le courant circulant dans le

plasma, $B_z \sim B_0$ le champ magnétique de confinement. La densité de courant moyenne correspondant à la limite de Kruskal est donc donnée par

$$J_K \sim \frac{2 B_0}{\mu_0 R_0}$$

La densité de courant correspondant au courant maximal acceptable est donc

$$J_* \sim \frac{2}{3 \mu_0} \frac{B_0}{R_0}$$

Supposant une résistivité classique

$$\eta_{||} = 5,3 \cdot 10^{-5} \ln \Lambda T_e^{-3/2} \text{ ohm-cm}$$

avec T_e la température électronique en électronvolt, la puissance dissipée par unité de volume par effet joule est donnée par

$$\langle W_{OHM} \rangle = \eta_{||} J_*^2 = 1,45 \cdot 10^{-2} T_e^{-3/2} B_0^2 R_0^{-2}$$

en watts/cm³, avec T_e en électronvolt, B_0 en gauss, R_0 en centimètres.

En utilisant l'expression obtenue plus haut pour le chauffage collisionnel on peut écrire

$$\frac{W_{coll}}{W_{OHM}} \sim 1,45 \cdot 10^{-20} n_H n_D \frac{T_e}{T_i} \frac{|E|^2 R_0^2}{B_0^4} \frac{R_0}{a}$$

Pour un champ électrique dans les conditions de propagation $|E| \sim 100 \text{ v/cm}$, un rapport d'aspect $R_0/a \sim 5$, un grand rayon $R_0 \sim 150 \text{ cm}$, et $T_e \sim T_i$ on obtient, pour $n_H = n_D = n_0$

$$\frac{W_{coll}}{W_{OHM}} \sim 16 \cdot 10^{-12} \frac{n_0^2}{B_0^4}$$

expression qui permet d'évaluer la densité pour un champ B_0 sur l'axe torique donné, au-dessus de laquelle l'effet d'échauffement collisionnel dans un plasma H-D excède l'échauffement par effet joule dans les conditions considérées. Nous avons résumé sur le tableau suivant les valeurs de B_0 et n_0 pour lesquelles le rapport ci-dessus est 1.

CONDITION EGALITE CHAUFFAGE OHMIQUE/COLLISIONNEL H-D			
$R_o = 150 \text{ cm}$	$R_o/a = 5$	$T_e = T_i$	$E = 100 \text{ v/cm}$
B_o Kilogauss	20	30	40
n_o cm^{-3}	10^{14}	$2.25 \cdot 10^{14}$	$4 \cdot 10^{14}$
$\langle n_{H,D} \rangle$ cm^{-3}	$3,3 \cdot 10^{13}$	$7,5 \cdot 10^{13}$	$1.3 \cdot 10^{14}$
$\langle W \rangle (T = 100 \text{ ev})$ watts/ cm^3	0,25	0,53	1.0
$\frac{\langle W \rangle}{\langle n \rangle_{\text{tot}}} (T = 100 \text{ ev})$ ev/ms	12	12	12

Les paramètres choisis correspondent à un dispositif de taille déjà appréciable ($2a \sim 60 \text{ cm}$). Les résultats résumés dans le tableau indiquent que dans une telle machine il est possible d'obtenir un échauffement collisionnel comparable au chauffage ohmique, à condition de réaliser dans ce dispositif des densités électroniques moyennes de l'ordre de 10^{14} cm^{-3} .

Il est important de souligner que les considérations quantitatives qui précèdent négligent encore une fois l'effet de la couche singulière $S = 0$. En réalité, la configuration Tokamak est bien plus homogène que celle à conducteur central : la couche $\delta_{\text{coll}} = 0.1 \text{ } R_o \approx 15 \text{ cm}$ dans le cas considéré au lieu de $\delta_{\text{coll}} = 0.2 \text{ } R_o \approx 30 \text{ cm}$ pour Stator-B, et la distance, normalisée à la longueur d'onde radiale, séparant les cutoff de la couche $\Delta = 0$ ou $S = 0$ est de l'ordre ou supérieure à ~ 4 fois celle détenue pour Stator-B. Dans ces conditions, un meilleur raccordement de la solution singulière avec l'onde rapide *proche* du cutoff est possible, et une fraction appréciable de l'énergie de cette onde pourra être absorbée à la résonance hybride de Buchsbaum.

III.

REFERENCES

- / 1 / J. ADAM et coll. Rapport EUR-CEA FC 518, 1969
- / 2 / J. ADAM, Rapport EUR-CEA FC 430, 1967
- / 3 / J. ADAM et coll. Plasma Physics, 11, pp 297/319, Pergamon, Pr. 1969
- / 4 / J. ADAM et coll. Rapport EUR-CEA FC 470, 1967.
- / 5 / J. ADAM et coll. A. P. S. Bulletin, 12, p 185, 1969.
- / 6 / J. ADAM et coll. Note interne n° 1055, 1970
- / 7 / T. H. STIX, The theory of Plasma Waves, McGraw-Hill New York 1962.
- / 8 / J. ADAM et coll. Proc. IV Eur. Conf. on Controlled Fusion and Plasma Physics, 1970.
- / 9 / M. ROTHMAN et coll. Rapport MATT 606, 1969.
- / 10 / L. A. ARTSIMOVITCH et coll. Nuclear Fusion Supplement, 17, 1969.

FIGURES

- I : Disposition générale de STATOR-B
- 2 : Positions des sondes magnétiques utilisées
- 3 : Corrections du rapport d'amplitude mesuré :
a) onde progressive $m = 2$,
b) onde stationnaire $\lambda_z = 60 \text{ cm}$, $m = 2$
- 4 : Recherche expérimentale des conditions d'excitation d'un mode propre
- 5 : Expériences dans le Deuterium (choc 12855).
 $V_z = 7.8 \text{ Kvolt}$, $V_\theta = 5.5 \text{ Kvolt}$, $\Delta t = 190 \mu s$,
 $P = 950 \text{ grammes}$, $\nu = 5.45 \text{ Mhz}$
- 6 : Conditions expérimentales et théoriques de propagation de l'onde rapide dans un plasma formé de :
a) hydrogène ou Deuterium
b) d'un mélange 50 % H_2 , 50 % D_2 .
- 7 : Profil radial de l'onde rapide mesuré à $z = 144 \text{ cm}$ dans un plasma H - D dans des conditions de faible atténuation.
- 8 : Vue schématique de la couche $|E^-| > |E^+|$ pour une onde plane à différentes densités telles que $So > n_{||}^2$.
- 9 : Fonction $x (n/n_0)^2$ et F/F_M en fonction de $x = r/r_0$ pour $(\omega/\omega_{cH})_0 = 0.7$.
- 10 : Profil théorique d'atténuation λ_I^{-1} en fonction de $(\omega/\omega_{cH})_0$ dans le plasma H-D isotherme tangent à celui de STATOR-B.
 $k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$, $\omega = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $n_H = n_D$, $T_i = 20 \text{ ev}$, $r_0 = 4 \text{ cm}$.
- 11 : Expériences dans 50 % H, 50 % D (choc 10360)
 $V_z = 10.5 \text{ Kvolt}$, $V_\theta = 7.5 \text{ Kvolt}$, $P = 560 \text{ grammes}$,
 $\Delta t = 155 \mu s$, $\nu = 8.25 \text{ Mhz}$.
- 12 : Rapport d'atténuation E_2/E_1 mesuré dans un plasma 50 % H 50 % D à 8.25 Mhz et dans un plasma D_2 pur à 7.1 Mhz et 5.45 Mhz, dans les conditions de couplage optimal.
- 13 : Comparaison de la longueur d'atténuation expérimentale λ_{exp} = $84 [\log (E_1/E_2)_m - 0.285]^{-1} \text{ cm}$ avec le profil théorique d'atténuation λ_I pour $T_i = 20 \text{ ev}$.

- 14 : Puissance active débitée par l'oscillateur à 8.25 Mhz en présence du plasma, normalisée à la tension mesurée aux bornes de la bobine d'excitation, pour un plasma 50 % H, 50 % D dans les conditions d'excitation d'un mode rapide.
- 15 : Vue schématique de la variation de $k_{\perp}$ pour une onde plane autour de la condition $S = 0$ et différentes densités telles que $S_0 > n_{\parallel}^2$.

STATOR · B

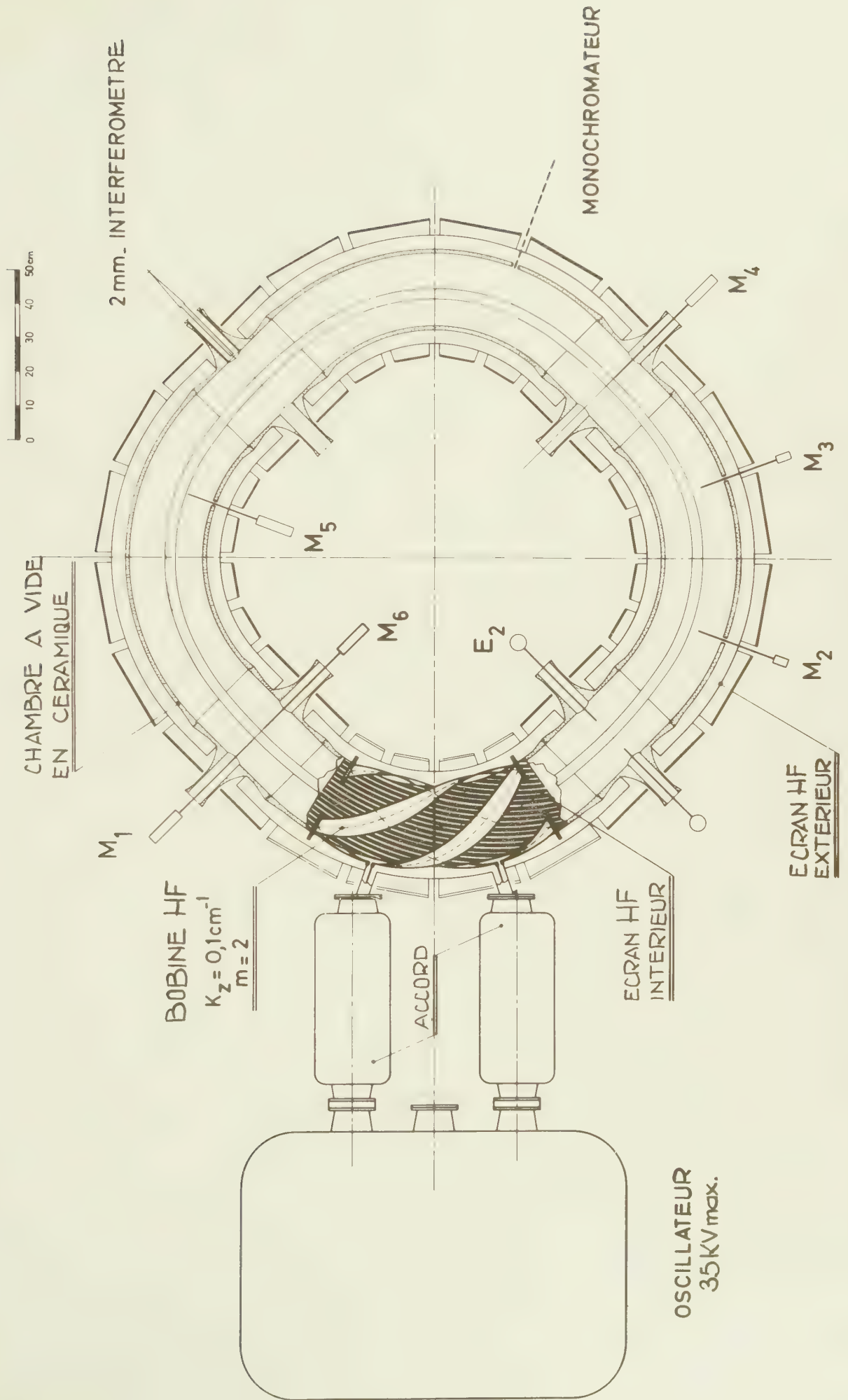


Figure 1 : Disposition générale de STATOR · B

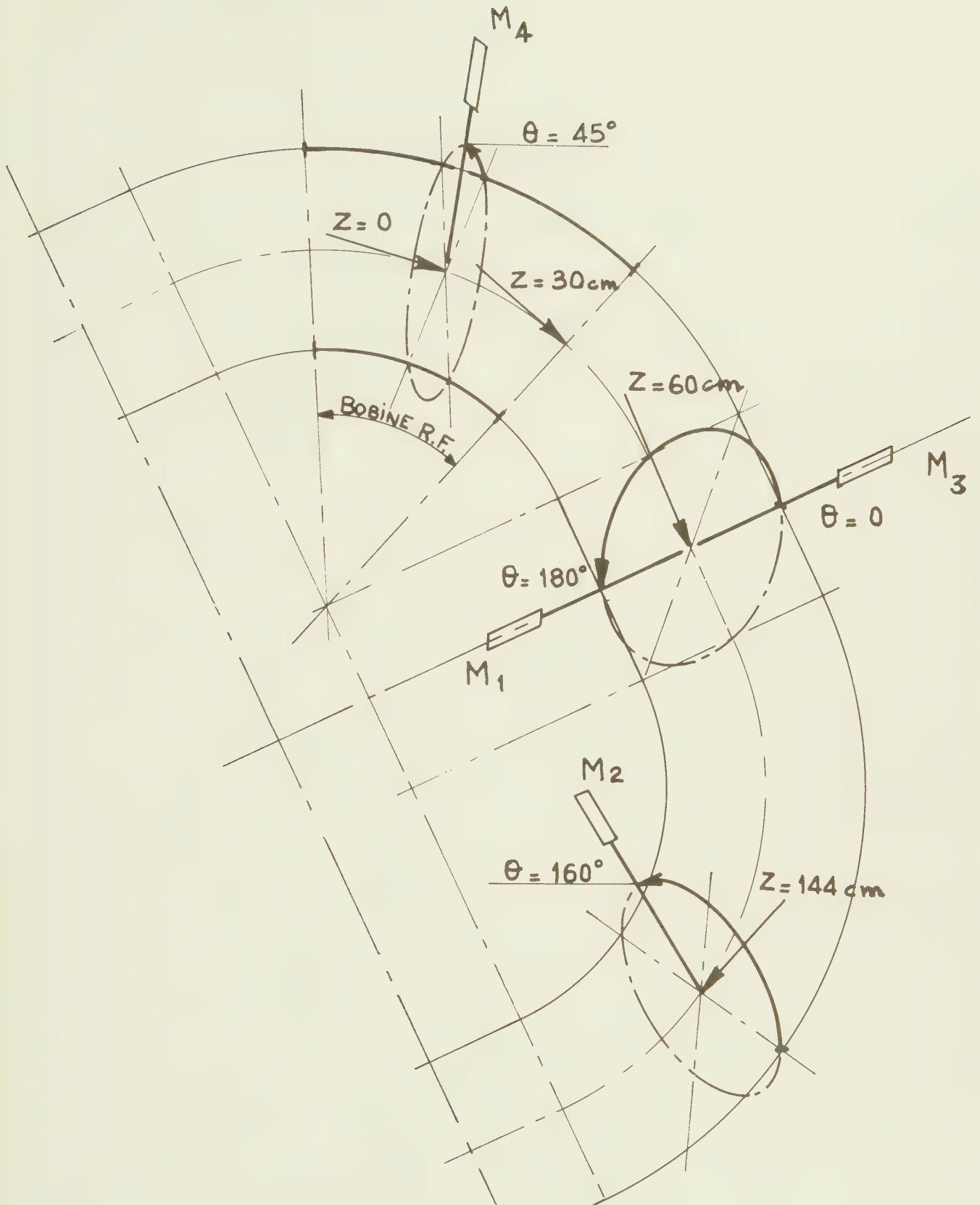


Figure 2 : Positions des sondes magnétiques utilisées

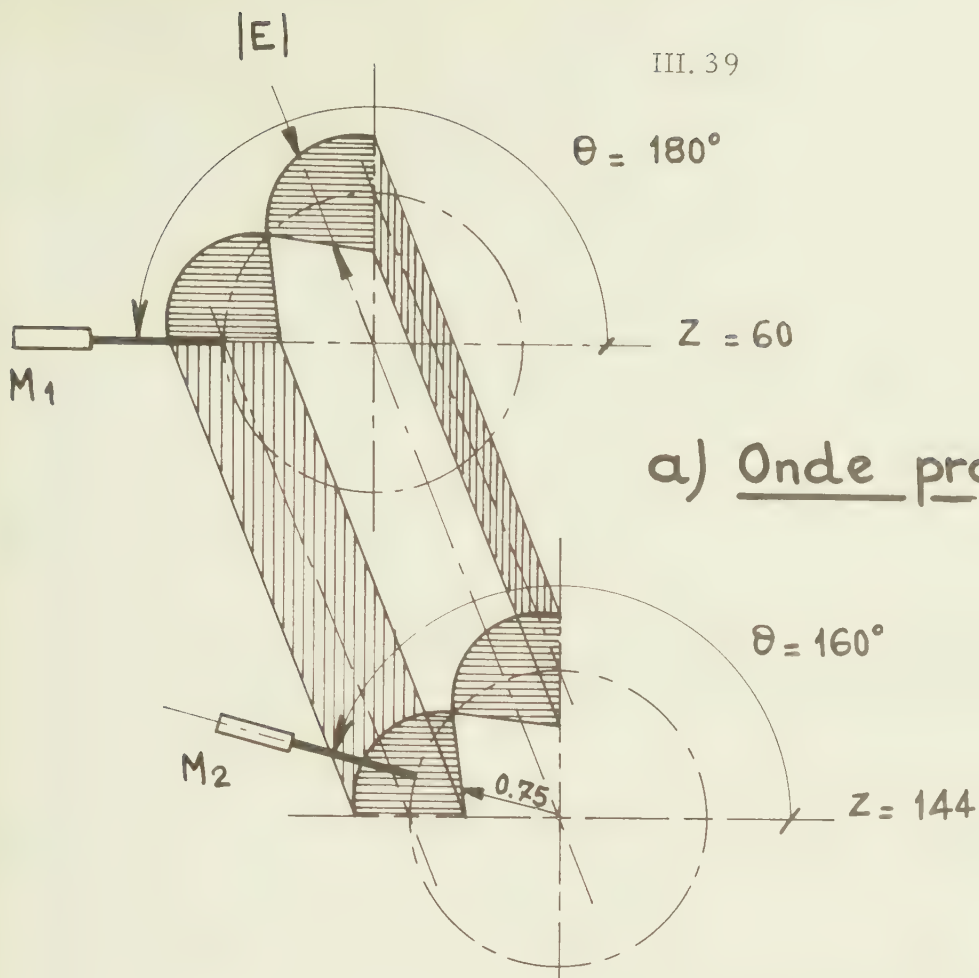
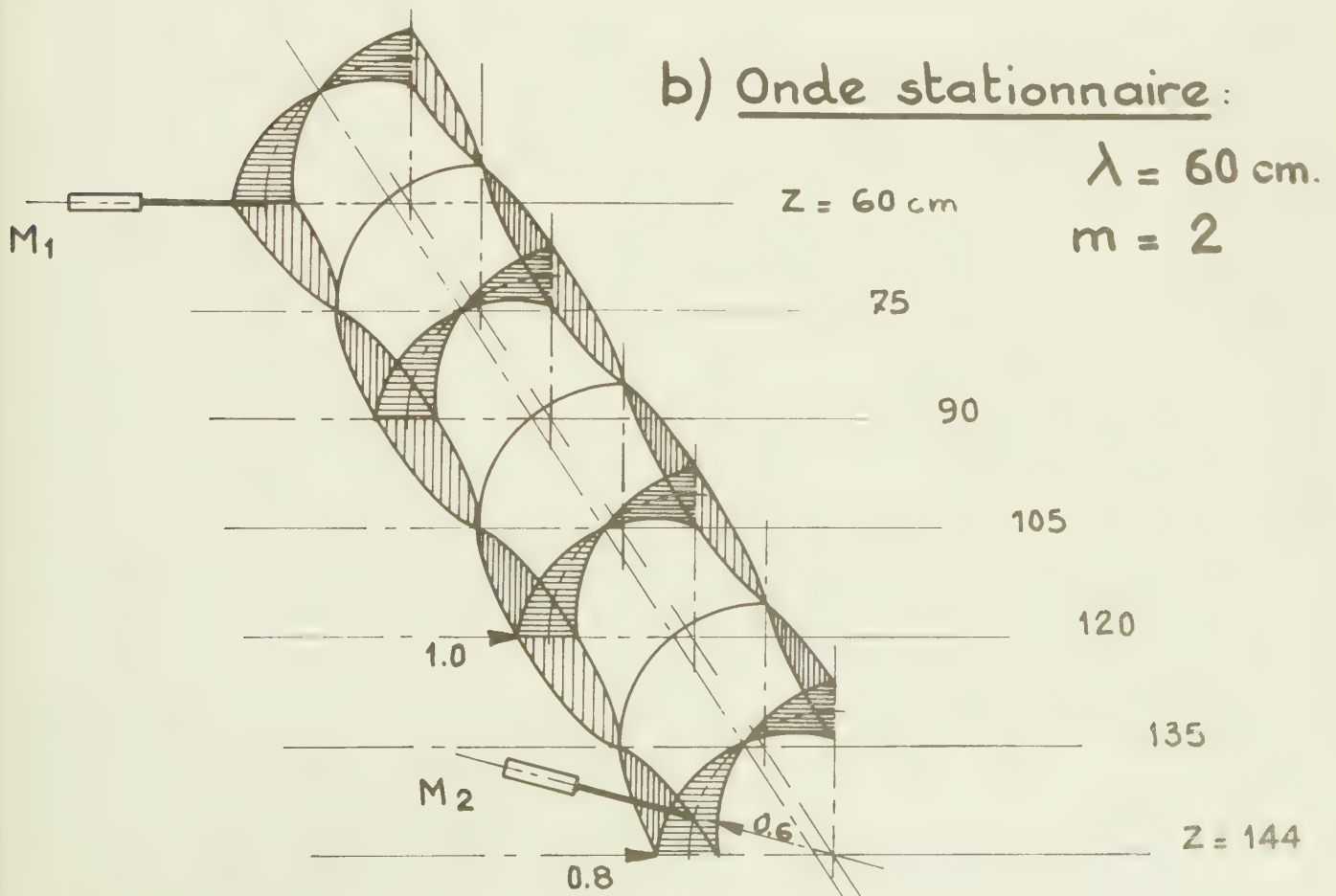


Figure 3 : Corrections du rapport d'amplitude mesuré : a) onde progressive $m = 2$; b) onde stationnaire $\lambda_z = 60$ cm, $m = 2$



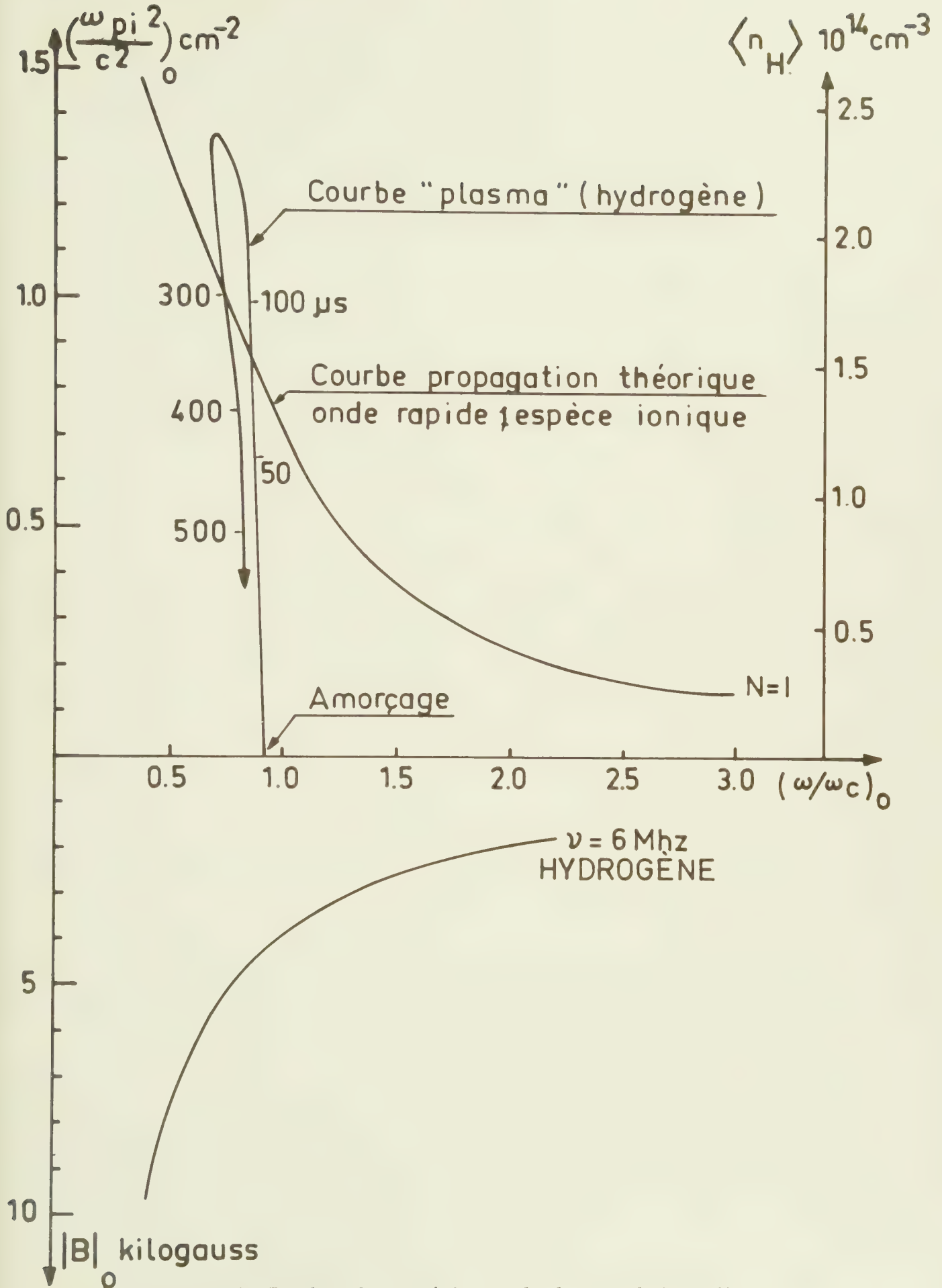


Figure 4 : Recherche expérimentale des conditions d'excitation d'un mode propre.

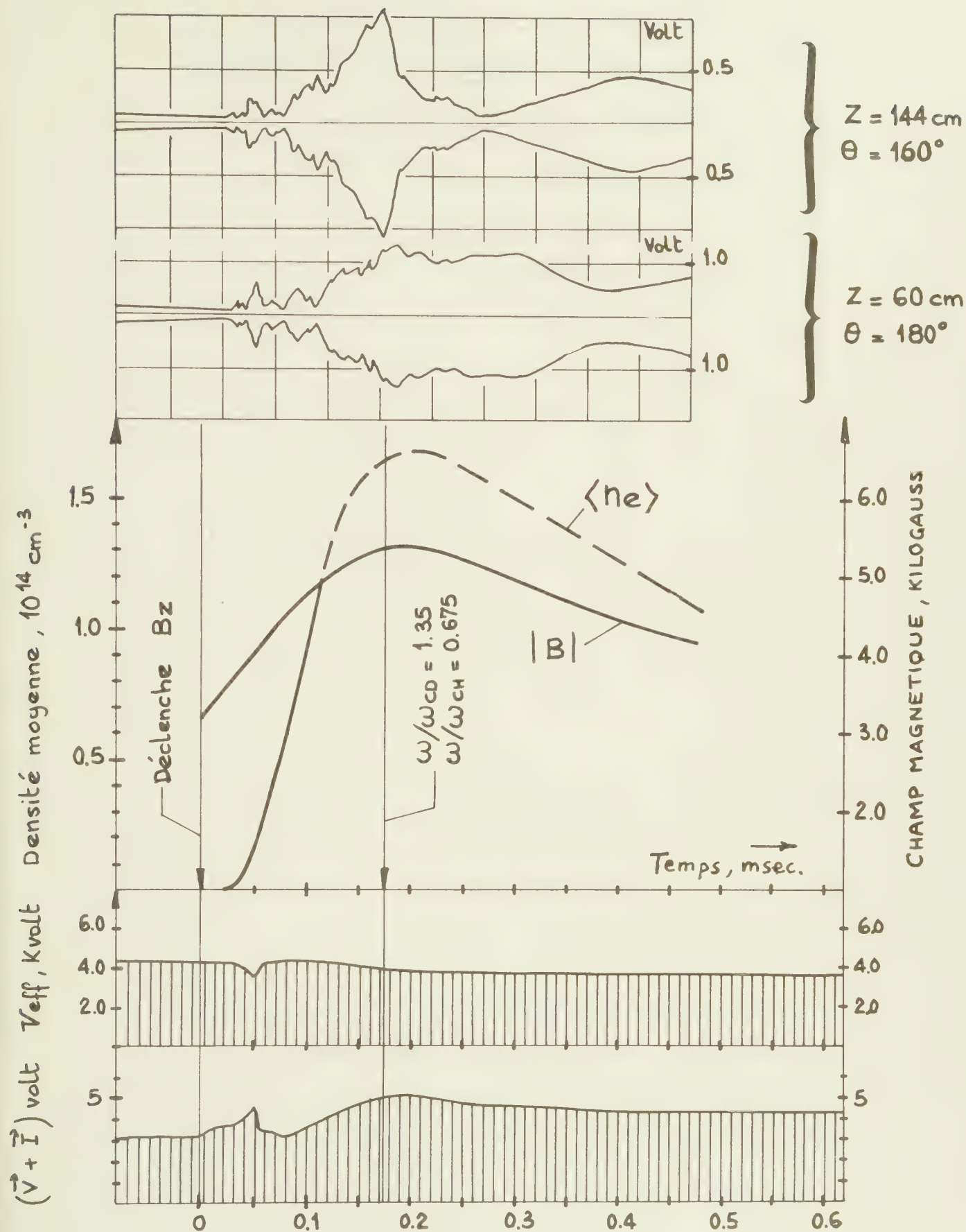


Figure 5 : Expériences dans le Deuterium (choc 12855).

$V_z = 7.8 \text{ Kvolt}$, $V_\theta = 5.5 \text{ Kvolt}$, $\Delta t = 190 \mu s$

$P = 950 \text{ grammes}$, $\nu = 5.45 \text{ Mhz}$.

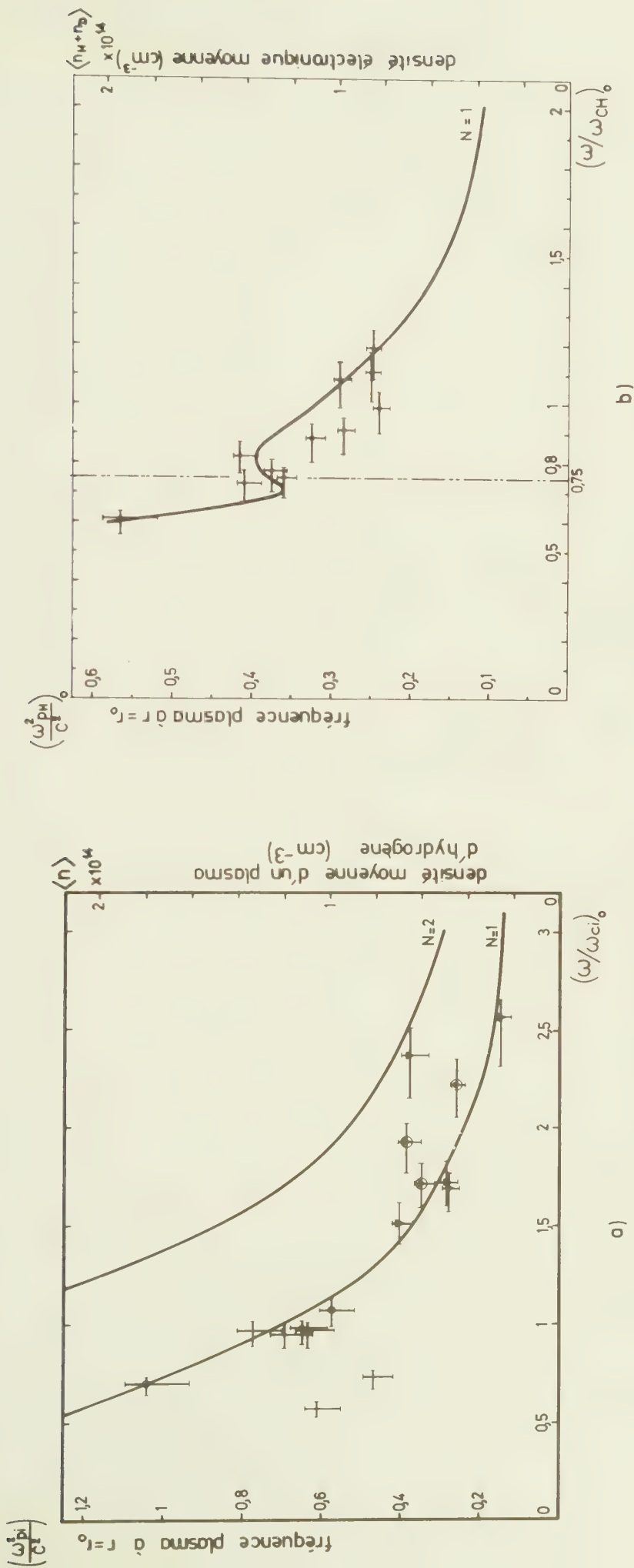


Figure 6 : Conditions expérimentales et théoriques de propagation de l'onde rapide dans un plasma formé de : a) Hydrogène ou Deutérium b) d'un mélange 50 % H_2 , 50 % D_2 .

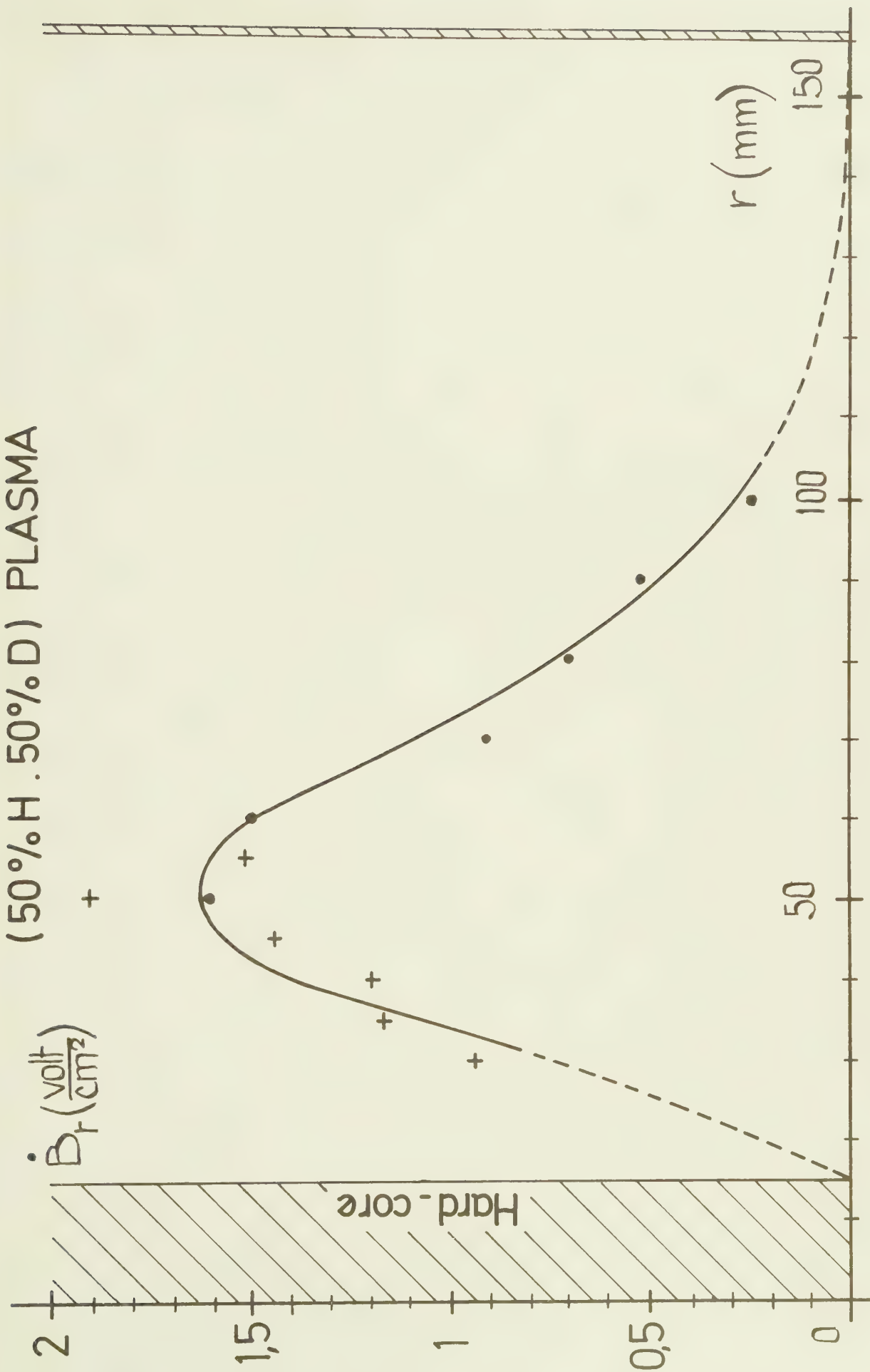


Figure 7 : Profil radial de l'onde rapide mesuré à $z = 144$ cm dans un plasma H - D dans des conditions de faible atténuation.

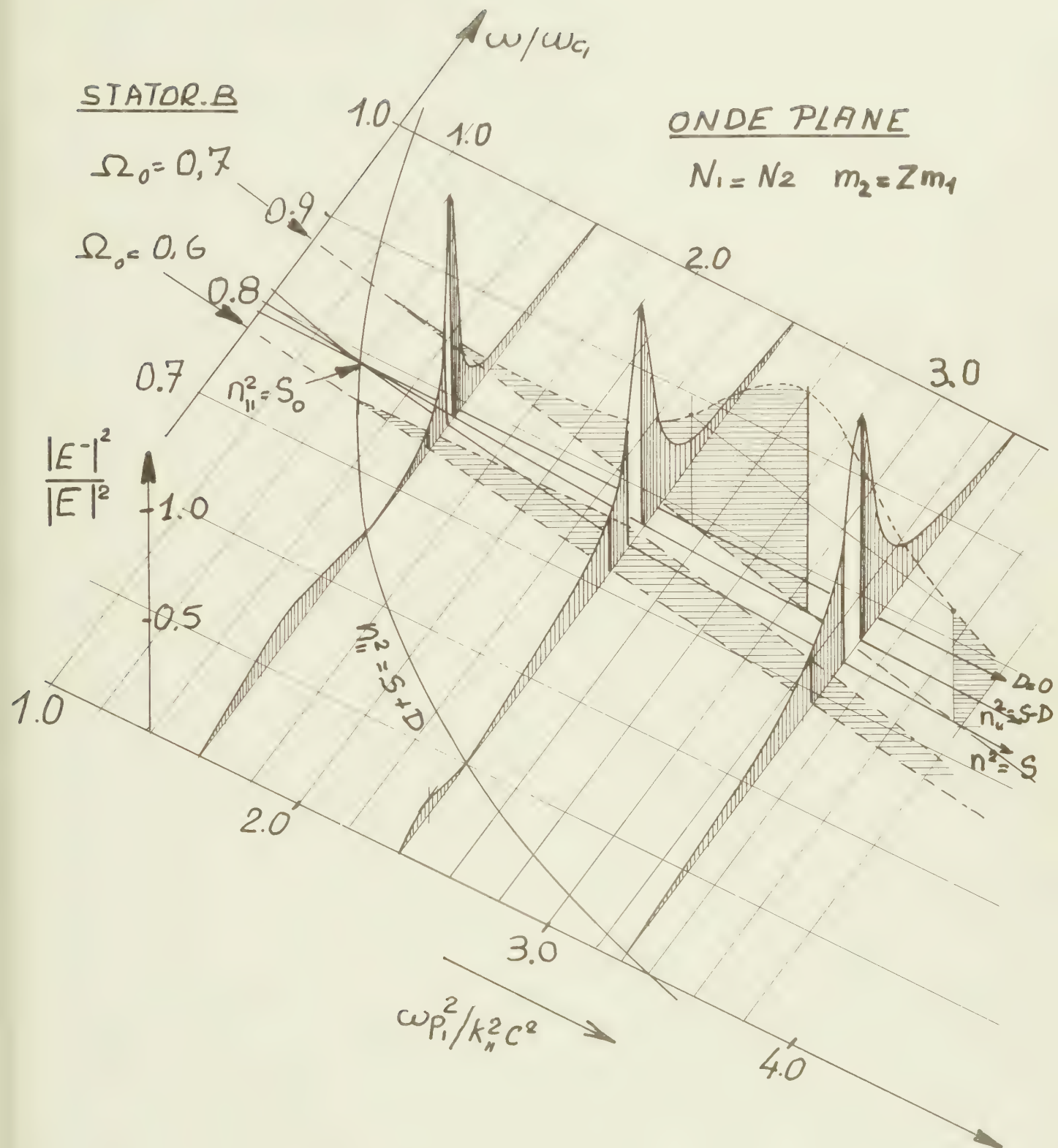


Figure 8 : Vue schématique de la couche $|E^-| > |E^+|$ pour une onde plane à différentes densités telles que $S_0 > n_{||}^2$.

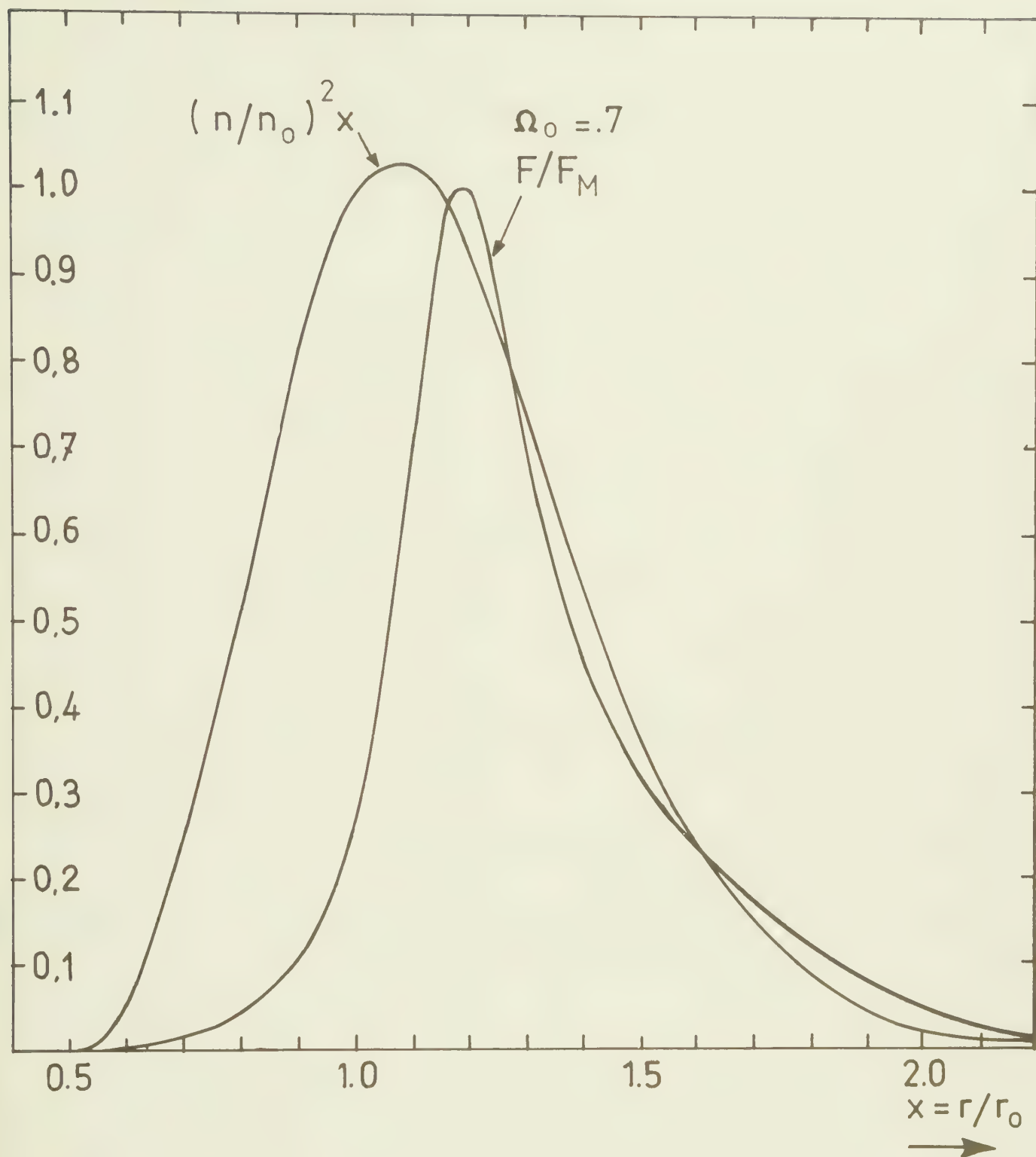


Figure 9 : Fonction $x (n/n_0)^2$ et F/F_M en fonction de $x = r/r_0$ pour $(\omega/\omega_{ch})_0 = 0.7$.

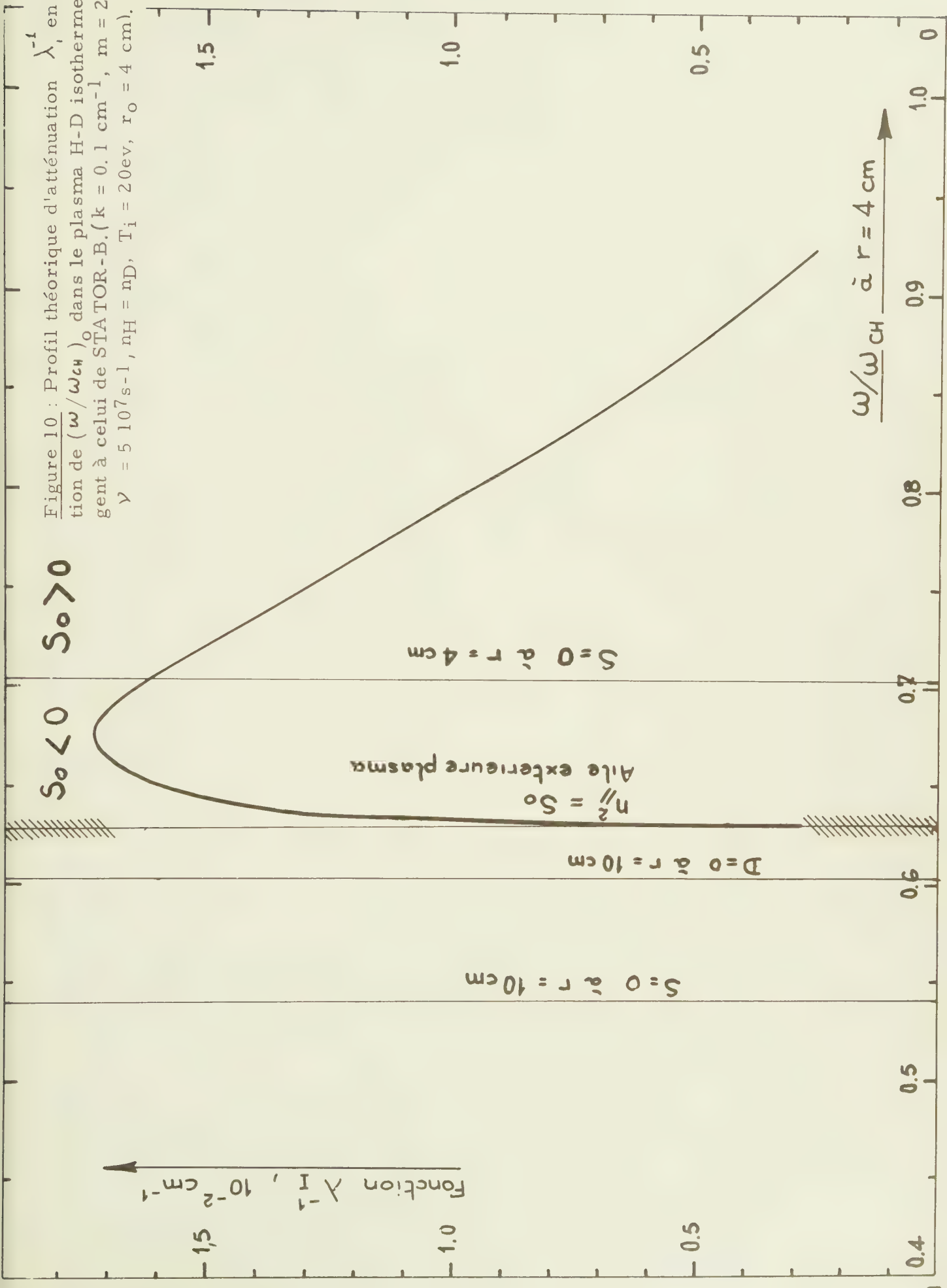


Figure 10 : Profil théorique d'atténuation λ_I^{-1} en fonction de $(\omega/\omega_{CH})_0$ dans le plasma H-D isotherme tangent à celui de STATOR-B. ($k = 0.1 \text{ cm}^{-1}$, $m = 2$, $\nu = 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1}$, $n_H = n_D$, $T_i = 20 \text{ eV}$, $r_0 = 4 \text{ cm}$).

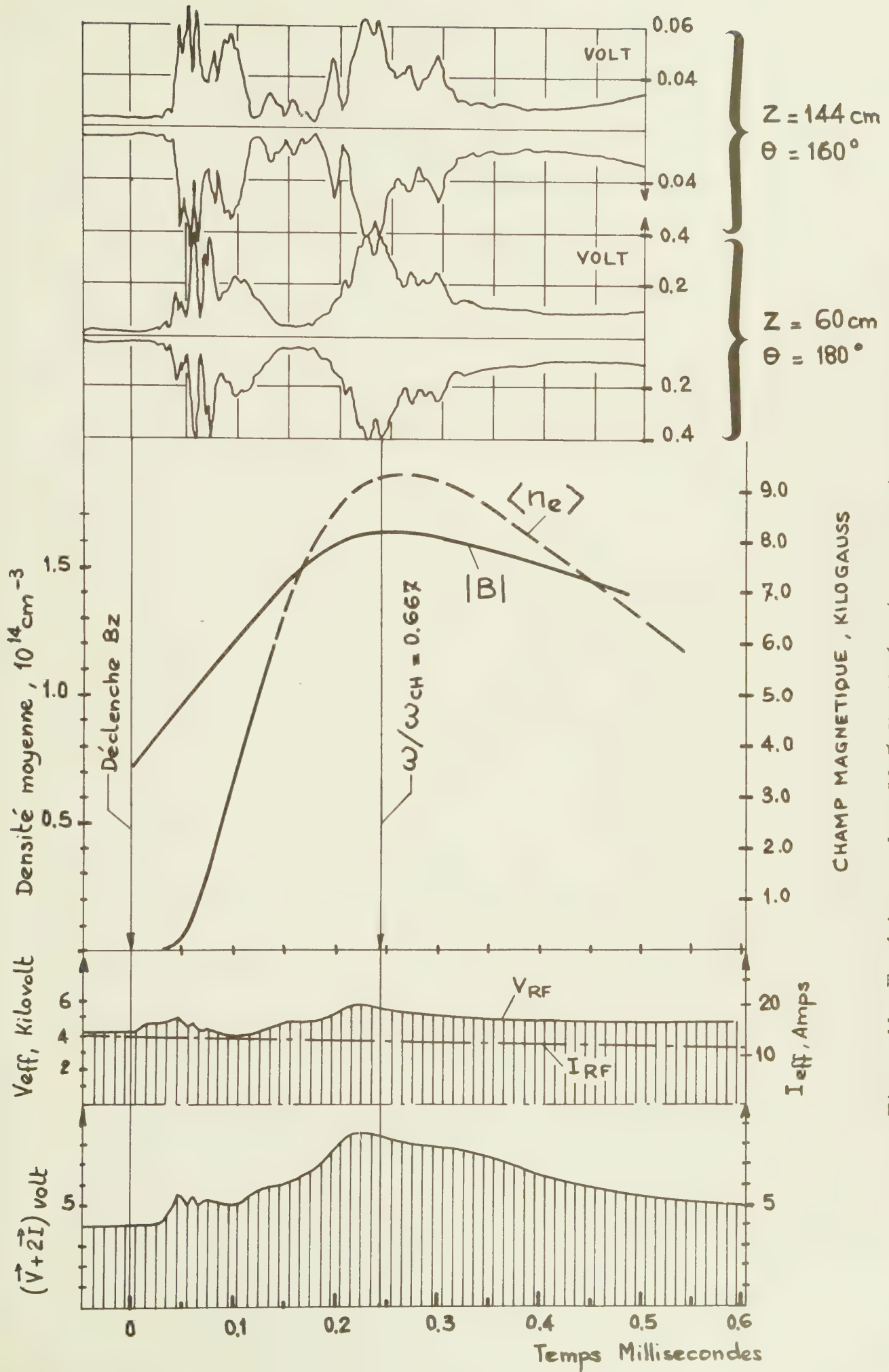


Figure 11 : Expériences dans 50 % H, 50 % D (choc 10360) $V_z = 10.5$ Kvolt, $V_\theta = 7.5$ Kvolt, $P = 560$ grammes, $\Delta t = 155 \mu s$, $\nu = 8.25$ Mhz.

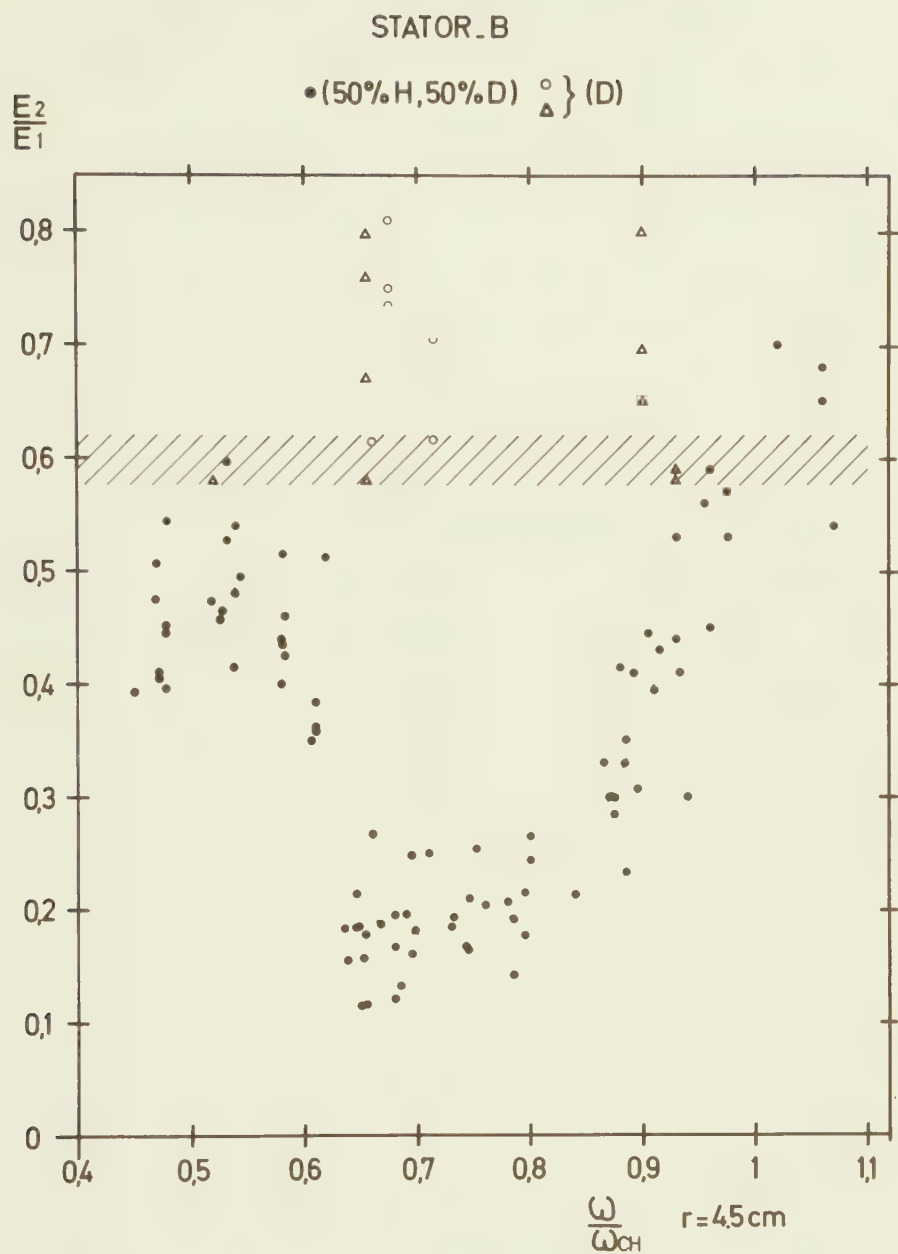


Figure 12 : Rapport d'atténuation E_2/E_1 mesuré dans un plasma 50 % H 50 % D à 8.25 Mhz et dans un plasma D_2 pur à 7.1 Mhz et 5.45 Mhz, dans les conditions de couplage optimal.

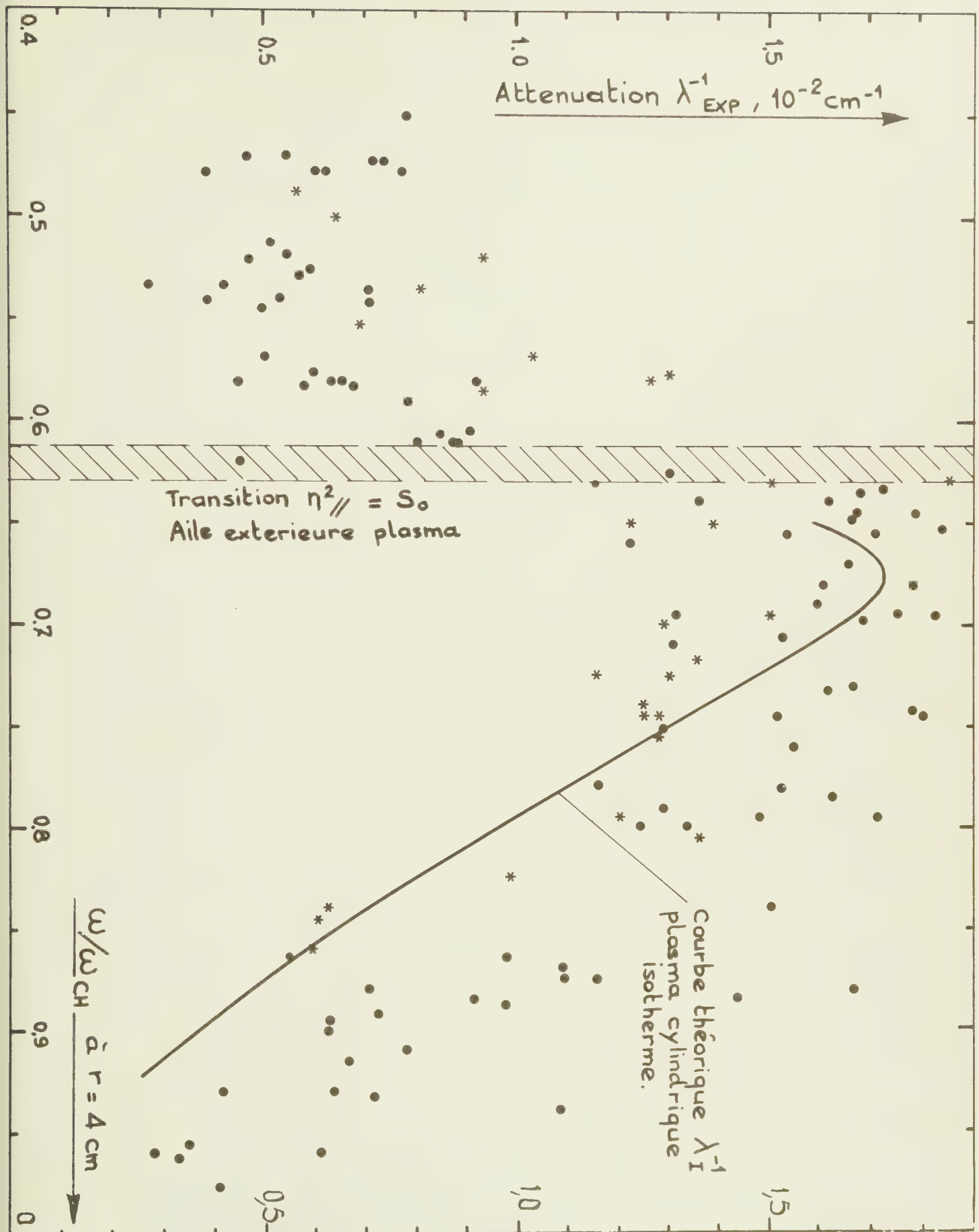


Figure 13 : Comparaison de la longueur d'atténuation expérimentale $\lambda_{\text{EXP}} = 84 \left(\log (E_1/E_2)_m - 0.285 \right)^{-1} \text{cm}$ avec le profil théorique d'atténuation λ_I pour $T_i = 20 \text{eV}$.

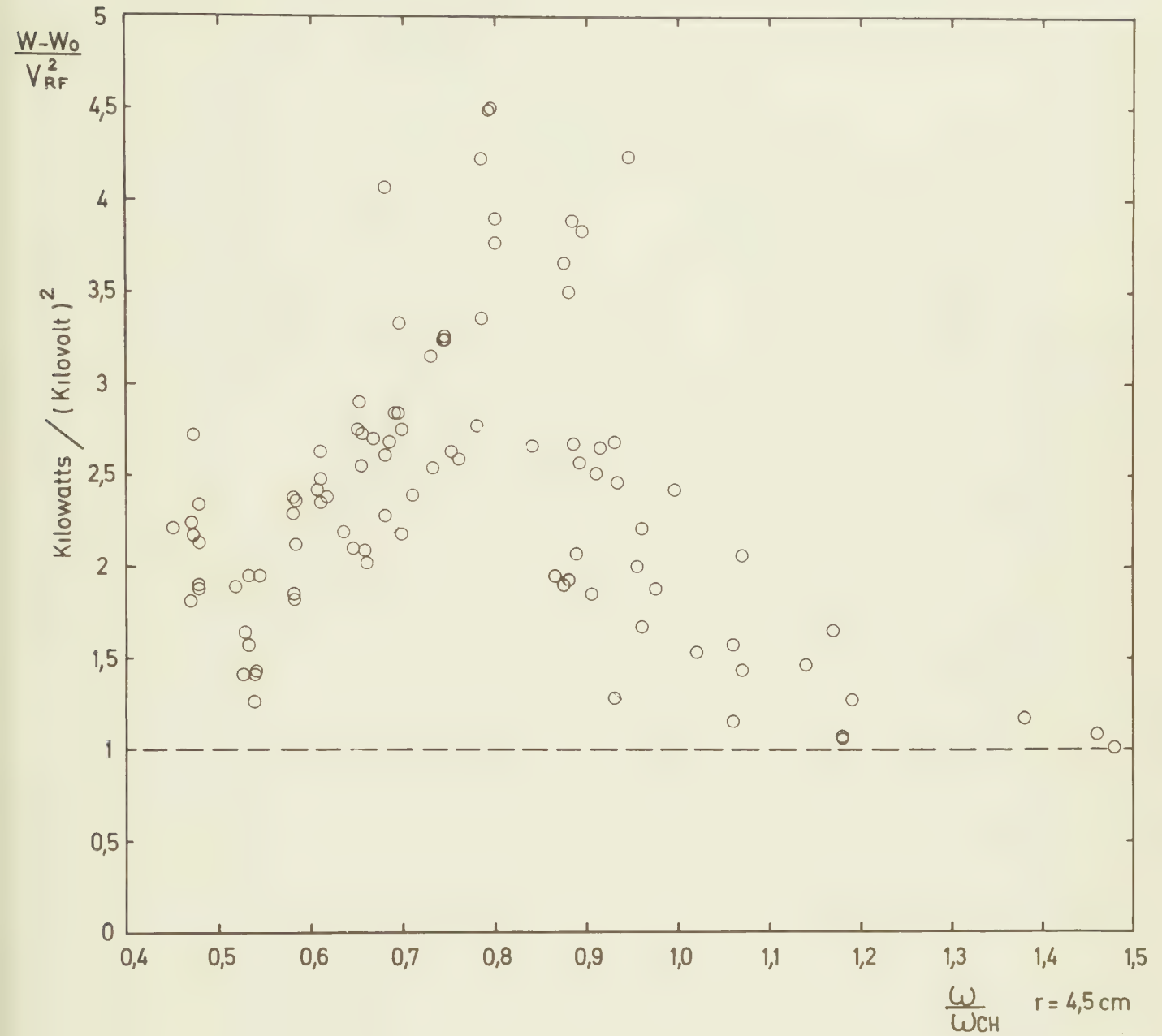


Figure 14 : Puissance réactive débitée par l'oscillateur à 8.25 Mhz en présence du plasma, normalisée, à la tension mesurée aux bornes de la bobine d'excitation, pour un plasma 50 % H, 50 % D dans les conditions d'excitation d'un mode rapide.

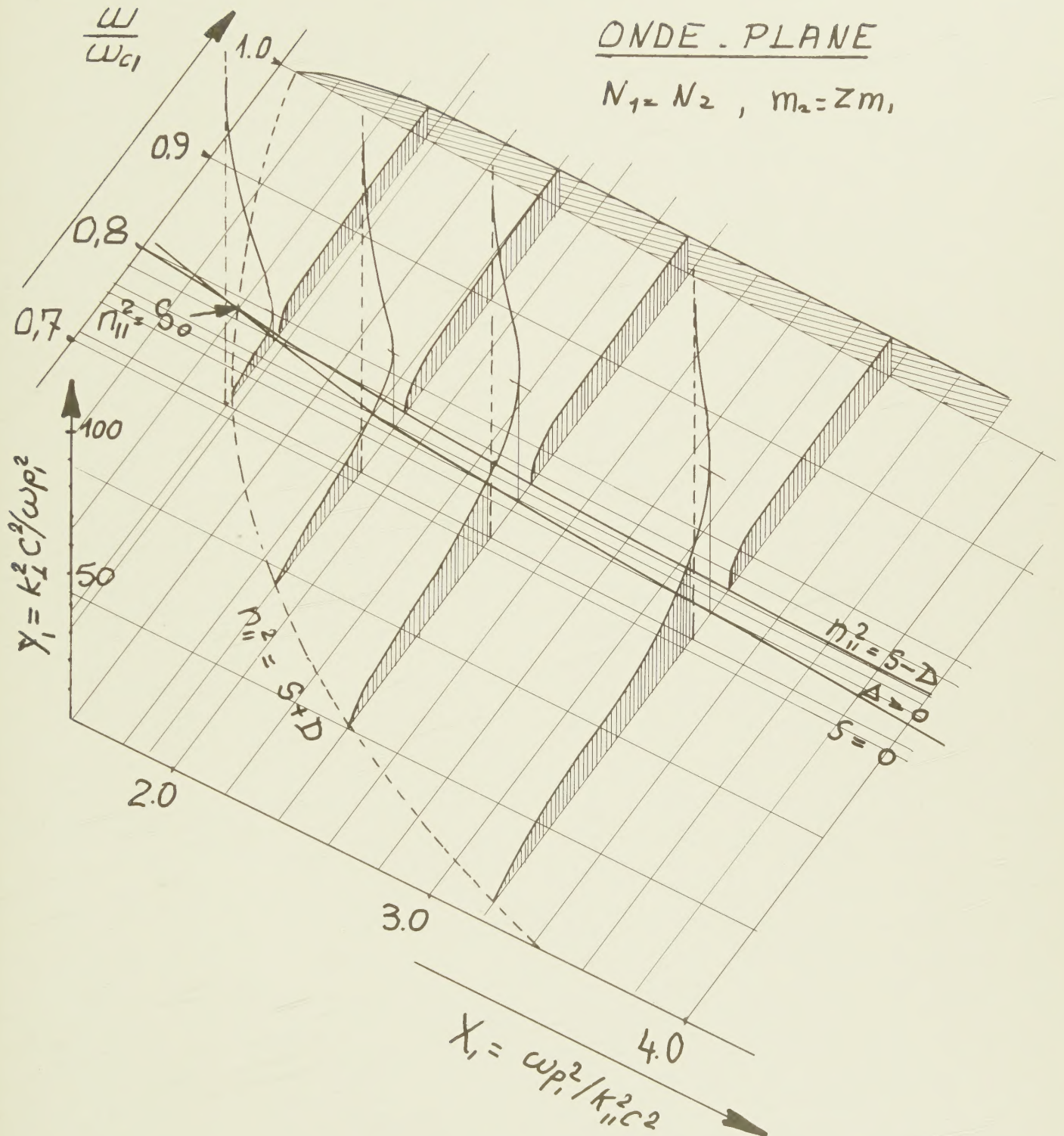


Figure 15 : Vue schématique de la variation de $k_{\perp}$ pour une onde plane autour de la condition $S = 0$ et différentes densités telles que $S_0 > n_{\parallel}^2$.

